

# Untersuchung von gasassistierten Staubflammen mittels Lasermesstechnik

Vom Fachbereich Maschinenbau an der Technischen Universität  
Darmstadt zur Erlangung des Grades eines Doktor-Ingenieurs  
genehmigte

Dissertation

vorgelegt von

M. Sc. Lukas Georg Becker

aus Frankfurt a. M.

|                             |                                   |
|-----------------------------|-----------------------------------|
| Berichterstatter:           | Prof. Dr. habil. Andreas Dreizler |
| Mitberichterstatter:        | Prof. Dr.–Ing. Reinhold Kneer     |
| Tag der Einreichung:        | 17.01.2019                        |
| Tag der mündlichen Prüfung: | 23.04.2019                        |

Darmstadt 2019

D17

Becker, Lukas: Untersuchung von gasassistierten Staubflammen mittels  
Lasermesstechnik,

Darmstadt, Technische Universität Darmstadt,

Jahr der Veröffentlichung der Dissertation auf TUpriints: 2019

urn:nbn:de:tuda-tuprints-87271

Tag der mündlichen Prüfung: 23.04.2019

Veröffentlicht unter CC BY 4.0 International

<https://creativecommons.org/licenses>

# Danksagung

Mein Dank gilt an erster Stelle Prof. Andreas Dreizler, der mir, trotz meines bis dato fehlenden Wissens auf den Themengebieten der Turbulenz, der Verbrennung und der Messtechnik, das Vertrauen entgegengebracht hat, an seinem Lehrstuhl zu promovieren. Sein großes Interesse für neue Themen, die angenehmen und fruchtbaren Diskussionen und seine oft umfangreichen Korrekturen meiner Publikationen haben mir in vielerlei Hinsicht weitergeholfen.

Insbesondere bedanken möchte ich mich auch bei Prof. Reinhold Kneer von der RWTH Aachen nicht nur für die Übernahme des Koreferats sondern auch für die Arbeit als Sprecher des SFB/TRR Oxyflame. Ohne seinen unermüdlichen Einsatz für den SFB wäre meine Mitarbeit am Fachgebiet nicht möglich gewesen.

Mein besonderer Dank gilt dem Team aus der Institutswerkstatt um Roland Berntheisel, das die Bauteile meines Prüfstands gefertigt hat und zahlreiche gute Ideen zur Konstruktion des Prüfstands mit eingebracht hat. Ohne ihre sorgfältige Arbeit wäre ein Projekt wie dieses nicht zu realisieren gewesen.

Bedanken möchte ich mich auch bei Dr. Benjamin Böhm für die stets offene Tür und die vielen fruchtbaren Diskussionen über die Messergebnisse, bei Andreas Ludwig für die Hilfe beim Justieren der Laser und Verkranken diverser Laborausrüstung und bei dem Team im Sekretariat für die stets gute Zusammenarbeit insbesondere bei der Organisation für die Begehung im Rahmen der Begutachtung des SFBs.

Bei allen beteiligten des SFBs bedanke ich mich für die gute Zusammenarbeit und die schönen Treffen. Besonders bei Johannes Hees, der mir die technische Seite der Kohleverbrennung nähergebracht hat, sowie Diego Zabrodiec und Anna Maßmeier für die gute Zusammenarbeit an der Brennkammer des WSA. Außerdem bei Robert Knappstein und Samim Doost für die Mithilfe beim Brennerdesign und der stets kollegialen Zusammenarbeit. Jan Köser gilt mein besonderer Dank für die Hilfe beim Aufbau des Prüfstands und den ersten Messungen.

Bedanken möchte ich mich bei meinen Bürokollegen, insbesondere bei Dr. Carl-Philipp Ding und Dr. Johannes Bode, für die gute Zeit und die Hilfe bei zahlreichen Problemen und bei allen Kollegen von RSM, EKT und STFS für eine gute Atmosphäre und einige schöne Feste, die die Zeit am Institut recht kurzweilig gestaltet haben.

Danken möchte ich auch meiner Freundin, ohne deren Aufmunterung mich das lästige verfassen der Dissertationsschrift deutlich mürrischer gemacht hätte.

Darmstadt, den 16. Januar 2019

Lukas Becker





# Inhaltsverzeichnis

|                                                                          |            |
|--------------------------------------------------------------------------|------------|
| <b>Nomenklatur.....</b>                                                  | <b>VII</b> |
| <b>1 Einleitung.....</b>                                                 | <b>1</b>   |
| 1.1 Motivation.....                                                      | 1          |
| 1.2 Stand der Forschung.....                                             | 4          |
| 1.2.1 Einzelpartikel.....                                                | 4          |
| 1.2.2 Offene Brenner im Labormaßstab.....                                | 6          |
| 1.2.3 Selbsterhaltende Kohleflammen im Technikumsmaßstab.....            | 7          |
| 1.2.4 Weitere in der Staubverbrennung verwendete Lasermesstechniken..... | 9          |
| 1.3 Überblick und Ziel der Arbeit.....                                   | 9          |
| <b>2 Grundlagen der Verbrennung.....</b>                                 | <b>13</b>  |
| 2.1 Strömung.....                                                        | 13         |
| 2.1.1 Turbulenz.....                                                     | 13         |
| 2.1.2 Zweiphasenströmungen.....                                          | 16         |
| 2.2 Verbrennung.....                                                     | 19         |
| 2.3 Gasflammen.....                                                      | 20         |
| 2.4 Feste Brennstoffe.....                                               | 23         |
| 2.5 Staubverbrennung.....                                                | 25         |
| 2.5.1 Pyrolyse.....                                                      | 25         |
| 2.5.2 Verbrennung der Volatilen.....                                     | 26         |
| 2.5.3 Koksabbrand.....                                                   | 27         |
| 2.5.4 Staubflammen.....                                                  | 28         |
| 2.6 Oxyfuel-Verbrennung.....                                             | 28         |
| <b>3 Grundlagen der Lasermesstechnik.....</b>                            | <b>33</b>  |
| 3.1 Particle Image und Tracking Velocimetry.....                         | 33         |
| 3.1.1 Elastische Streuung von Licht an Partikeln.....                    | 33         |
| 3.1.2 Particle Image Velocimetry.....                                    | 34         |
| 3.1.3 Particle Tracking Velocimetry.....                                 | 36         |

|                                                                                    |           |
|------------------------------------------------------------------------------------|-----------|
| 3.2 Zweiphasen-PIV/PTV .....                                                       | 36        |
| 3.2.1 Getrennte Detektion von Gas- und Partikelphase .....                         | 37        |
| 3.2.2 Geschwindigkeitsbasierte Zuordnung der Phasen .....                          | 38        |
| 3.2.3 Trennung der Phasen anhand der Signale des Streulichts .....                 | 38        |
| 3.3 Laserinduzierte Fluoreszenz .....                                              | 39        |
| 3.3.1 Resonante Wechselwirkung von Licht und Molekülen .....                       | 39        |
| 3.3.2 Planare laserinduzierte Fluoreszenz .....                                    | 41        |
| <b>4 Die optisch zugängliche Kohlebrennkammer .....</b>                            | <b>43</b> |
| 4.1 Brennkammer des WSA als Vorlage .....                                          | 43        |
| 4.2 Brenner .....                                                                  | 45        |
| 4.3 Brennkammer .....                                                              | 46        |
| 4.4 Partikeldosierer .....                                                         | 48        |
| 4.5 Betriebspunkte .....                                                           | 49        |
| <b>5 Messungen und Datenauswertung .....</b>                                       | <b>55</b> |
| 5.1 Geschwindigkeitsmessungen in der Einphasenströmung .....                       | 56        |
| 5.2 Lokalisierung der Reaktionsfront in den reagierenden Einphasenströmungen ..... | 57        |
| 5.3 Geschwindigkeitsmessungen in den Zweiphasenströmungen .....                    | 59        |
| 5.3.1 Messaufbau und Durchführung .....                                            | 59        |
| 5.3.2 Trennung der Phasen in der nicht-reagierenden Strömung .....                 | 61        |
| 5.3.3 Prozessierung in der nicht-reagierenden Strömung .....                       | 64        |
| 5.3.4 Trennung der Phasen in der reagierenden Strömung .....                       | 65        |
| 5.3.5 Prozessierung in der reagierenden Strömung .....                             | 67        |
| 5.4 Visualisierung der AKs in den reagierenden Zweiphasenströmungen .....          | 68        |
| <b>6 Ergebnisse .....</b>                                                          | <b>71</b> |
| 6.1 Nicht-reagierende Einphasenströmung .....                                      | 71        |
| 6.2 Reagierende Einphasenströmung .....                                            | 75        |
| 6.2.1 Strömungsfeld .....                                                          | 75        |
| 6.2.2 Reaktionszone .....                                                          | 78        |
| 6.2.3 Flammenstabilisierung und Verbrennungsregime .....                           | 80        |
| 6.3 Nicht-reagierende Zweiphasenströmung .....                                     | 82        |

|          |                                                                                        |            |
|----------|----------------------------------------------------------------------------------------|------------|
| 6.3.1    | Charakteristiken der Zweiphasenströmung .....                                          | 82         |
| 6.3.2    | Partikel-Reynolds-Zahlen .....                                                         | 88         |
| 6.3.3    | Stokes-Zahlen .....                                                                    | 89         |
| 6.3.4    | Fehlerbetrachtung .....                                                                | 91         |
| 6.4      | Reagierende Zweiphasenströmung .....                                                   | 94         |
| 6.4.1    | Gasgeschwindigkeiten.....                                                              | 95         |
| 6.4.2    | Geschwindigkeiten der großen Partikel .....                                            | 101        |
| 6.4.3    | Position der AKs und der Partikel.....                                                 | 105        |
| 6.5      | Vergleich der Gasgeschwindigkeiten bei unterschiedlichen Strömungskonfigurationen..... | 108        |
| <b>7</b> | <b>Ausblick und Zusammenfassung .....</b>                                              | <b>111</b> |
| 7.1      | Zusammenfassung .....                                                                  | 111        |
| 7.2      | Ausblick.....                                                                          | 114        |
| 7.3      | Fazit .....                                                                            | 114        |
|          | <b>Anhang .....</b>                                                                    | <b>117</b> |
|          | <b>Überblick über die Veröffentlichungen und Beiträge der Autoren .....</b>            | <b>119</b> |
| <b>8</b> | <b>Literatur .....</b>                                                                 | <b>122</b> |

# Nomenklatur

| <u>Große lateinische Buchstaben</u> |                     | <u>Einheit</u>                |
|-------------------------------------|---------------------|-------------------------------|
| $A$                                 | Fläche              | $\text{m}^2$                  |
| $F$                                 | Kraft               | $\text{kg m s}^{-2}$          |
| $G_x$                               | axialer Impulsfluss | $\text{kg m s}^{-1}$          |
| $G_\theta$                          | Drehimpulsfluss     | $\text{kg m}^2 \text{s}^{-1}$ |
| $I$                                 | Intensität im Bild  | -                             |
| $L_{min}$                           | Mindestluftbedarf   | -                             |
| $M$                                 | Molmasse            | $\text{kg mol}^{-1}$          |

|           |                             |                                |
|-----------|-----------------------------|--------------------------------|
| $O_{min}$ | Mindestsauerstoffbedarf     | -                              |
| $R$       | Radius                      | m                              |
| $\dot{V}$ | Volumenstrom                | m <sup>3</sup> s <sup>-1</sup> |
| $X$       | Molenbruch                  | -                              |
| $Y$       | Massenbruch der Komponenten | -                              |
| $Z$       | Massenbruch der Elemente    | -                              |

---

| Kleine lateinische Buchstaben | Einheit |
|-------------------------------|---------|
|-------------------------------|---------|

---

|           |                                              |                                    |
|-----------|----------------------------------------------|------------------------------------|
| $c$       | Glättungsparameter                           | -                                  |
| $c_w$     | Widerstandsbeiwert                           | -                                  |
| $dt$      | Zeitabstand der Bilder bei einer PIV Messung | s                                  |
| $k$       | Wellenzahl                                   | m <sup>-1</sup>                    |
| $l$       | Länge                                        | m                                  |
| $m$       | Masse                                        | kg                                 |
| $q$       | Staudruck                                    | kg m <sup>-1</sup> s <sup>-2</sup> |
| $u$       | Geschwindigkeit                              | m s <sup>-1</sup>                  |
| $v_{lam}$ | Laminare Flammgeschwindigkeit                | m s <sup>-1</sup>                  |
| $x$       | Raumkoordinate                               | m                                  |

---

| Große griechische Buchstaben | Einheit |
|------------------------------|---------|
|------------------------------|---------|

---

|            |                                                           |   |
|------------|-----------------------------------------------------------|---|
| $\Delta t$ | Zeitdifferenz zwischen zwei Laserpulsen einer PIV-Messung | s |
|------------|-----------------------------------------------------------|---|

---

| Kleine griechische Buchstaben | Einheit |
|-------------------------------|---------|
|-------------------------------|---------|

---

|           |                                            |                    |
|-----------|--------------------------------------------|--------------------|
| $\lambda$ | Luftzahl                                   | -                  |
| $\mu$     | dynamische Viskosität                      | Pa s               |
| $\nu'$    | stöchiometrischer Koeffizient der Edukte   | -                  |
| $\nu''$   | stöchiometrischer Koeffizient der Produkte | -                  |
| $\pi$     | Kreiszahl                                  | -                  |
| $\rho$    | Dichte                                     | kg m <sup>-3</sup> |
| $\tau$    | Zeitskala                                  | s                  |

---

| Tiefgestellte Indizes |  |
|-----------------------|--|
|-----------------------|--|

---

|                |                    |
|----------------|--------------------|
| $\cdot_B$      | Brennstoff         |
| $\cdot_{chem}$ | chemische Reaktion |
| $\cdot_d$      | Differenz          |
| $\cdot_f$      | Fluid              |

|                |                         |
|----------------|-------------------------|
| $\cdot g$      | Gas                     |
| $\cdot L$      | Luft                    |
| $\cdot lam$    | laminar                 |
| $\cdot m_{fW}$ | mittlere freie Weglänge |
| $\cdot p$      | Partikel                |
| $\cdot s$      | Schlupf                 |
| $\cdot st$     | stöchiometrisch         |
| $\cdot turb$   | turbulent               |
| $\cdot W$      | Widerstand              |

---

### **Operatoren und Symbole**

|                     |            |
|---------------------|------------|
| $\bar{\phantom{x}}$ | Mittelwert |
|---------------------|------------|

---

### **Dimensionslose Kennzahlen**

|      |                |
|------|----------------|
| $Re$ | Reynolds-Zahl  |
| $St$ | Stokes-Zahl    |
| $Da$ | Damköhler-Zahl |

---

### **Abkürzungen**

|         |                                                                                                                                   |
|---------|-----------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------|
| AK      | Aromatische Kohlenwasserstoffe                                                                                                    |
| BECCS   | CO <sub>2</sub> -Abscheidung und –Speicherung mit Biomasseverbrennung (engl.: bio-energy with carbon dioxide capture and storage) |
| CCS     | CO <sub>2</sub> -Abscheidung und –Speicherung (engl. carbon dioxide capture and storage)                                          |
| CRIEPI  | Central Research Institute of Electric Power Industry                                                                             |
| DNS     | Direkte Numerische Simulation                                                                                                     |
| IPCC    | Zwischenstaatlicher Ausschuss für Klimaänderungen (engl. Intergovernmental Panel on Climate Change)                               |
| LDV     | Laser Doppler Velocimetry                                                                                                         |
| LES     | Grobstruktursimulation (engl. Large Eddy Simulation)                                                                              |
| LIF     | laserinduzierte Fluoreszenz                                                                                                       |
| LIF-PIV | PIV mit fluoreszierenden Tracern, die über LIF detektiert werden                                                                  |
| LII     | laserinduzierte Inkandeszenz                                                                                                      |
| OH-PLIF | planare laserinduzierte Fluoreszenz des OH-Radikals                                                                               |

|       |                                                                                          |
|-------|------------------------------------------------------------------------------------------|
| PAK   | polycyclische aromatische Kohlenwasserstoffe                                             |
| PH    | Prosper-Haniel Steinkohle                                                                |
| PIV   | Particle Image Velocimetry                                                               |
| PLIF  | planare laserinduzierte Fluoreszenz                                                      |
| px    | Pixel                                                                                    |
| RANS  | RANS-Rechnung (engl. Reynolds-averaged Navier-Stokes equations)                          |
| RBK   | Rheinische Braunkohle                                                                    |
| RWTH  | Rheinisch-Westfälische Technische Hochschule Aachen                                      |
| TDLAS | Diodenlaser Absorptionsspektroskopie (engl. tunable diode laser absorption spectroscopy) |
| WSA   | Lehrstuhl für Wärme und Stoffübertragung                                                 |

# 1 Einleitung

Dass in der heutigen Zeit an Kohleverbrennung geforscht wird, mag unter Berücksichtigung der Stimmung in den deutschen Medien anachronistisch anmuten, weshalb die Motive zur Durchführung dieser Arbeit im folgenden Kapitel dargelegt werden. Es folgt eine Übersicht über aktuelle Forschungsarbeiten mit experimentellen laseroptischen Untersuchungen an Kohlebrennkammern im Labormaßstab, um zum Schluss dieses Kapitels die vorliegende Arbeit in diesen Kontext einzuordnen.

## 1.1 Motivation

Seit der industriellen Revolution sind fossile Brennstoffe die wichtigsten Primärenergieträger und haben maßgeblich zur technischen Entwicklung der letzten 150 Jahre beigetragen. Seit den siebziger Jahren geraten fossile Brennstoffe jedoch aufgrund ihres hohen Kohlendioxidausstoßes in die Atmosphäre und der daraus resultierenden Klimaerwärmung zunehmend in die Kritik. Dass ein anthropogener Treibhauseffekt existiert, wird von wissenschaftlicher Seite kaum noch bezweifelt. So stellten Cook et al. [25] fest, dass 97 % der wissenschaftlichen Publikationen zur Klimaforschung dem Konsens zur Existenz des anthropogenen Treibhauseffekts zustimmen. Der fünfte Sachstandsbericht des Intergovernmental Panel on Climate Change (IPCC) [108] berichtet von einer Erhöhung der Erdoberflächentemperatur von 0,85 °C in den letzten 130 Jahren. Der größte Treiber der Erderwärmung ist die Anreicherung der Atmosphäre mit Kohlendioxid seit dem Jahr 1750 [108]. Die Kohlendioxidkonzentration in der Erdatmosphäre hat sich seit der industriellen Revolution bereits um 40 % erhöht und liegt nun im globalen Durchschnitt bei 390 ppm.

Die Folgen der Klimaerwärmung sind dabei unter anderem ein Abschmelzen der Eismassen, die Erhöhung des Meeresspiegels, ein Rückgang der landwirtschaftlichen Produktivität und die Häufung von extremen Wetterbedingungen. Aus diesen Gründen werden zunehmend Anstrengungen unternommen die Klimaerwärmung zu begrenzen. So haben sich im Jahr 2015 auf der UN-Klimakonferenz in Paris 195 Staaten das Ziel gesetzt, die Klimaerwärmung auf unter 2°C zu begrenzen. Um dieses Ziel zu erreichen, muss der globale Kohlendioxidausstoß zwischen den Jahren 2045 und 2060 vollständig eingestellt werden. Danach muss ein Teil des Kohlendioxids wieder aus der Atmosphäre entfernt werden.

Ein großer Teil der weltweiten Kohlendioxid-Emissionen entsteht bei der Stromerzeugung aus Kohle. Dies liegt zum einen an dem hohen Kohlenstoffanteil im Brennstoff, aber vor allem an der umfassenden Nutzung. So ist Kohle momentan weltweit der meist genutzte Energieträger für die Stromerzeugung [121]. Eine zentrale Herausforderung bei der Reduktion der Klimaerwärmung ist also das Ersetzen der konventionellen Kohlekraftwerke durch klimafreundliche

Stromerzeugungstechnologien. Ein Weg wäre die vermehrte Nutzung von Kernkraftwerken, aber das damit verbundene Risiko von Kernschmelzen und die großen Probleme bei der Endlagerung schließen den vermehrten Einsatz aus. Langfristig ist die einzige Alternative die Nutzung von Biomasse, Wasserkraft sowie Sonnen- und Windenergie zur Stromerzeugung. Neben den höheren Kosten existieren weitere Probleme, die die zügige Umstellung der Stromproduktion auf erneuerbare Energien verhindern. Bei Biomasse und Wasserkraft ist dies hauptsächlich die begrenzte Verfügbarkeit, während bei Sonnen- und Windenergie die starken Fluktuationen problematisch sind. Die Vorteile der Kohleenergie gegenüber den erneuerbaren Technologien sind also die geringeren Kosten, die gute Verfügbarkeit und die gute Steuerbarkeit. Entwicklungs- und Schwellenländer haben allein aufgrund der höheren Kosten meist nicht die Möglichkeit vermehrt erneuerbare Energien einzusetzen.

Die Treibhausgasemissionen bei der Kohleverstromung lassen sich mit dem Verfahren der Kohlendioxidabscheidung und -Speicherung (CCS (engl.: carbon dioxide capture and storage)) vermeiden. Dabei wird das im Kraftwerk entstandene Kohlendioxid verflüssigt, zu einer Lagerstätte transportiert, dort dauerhaft eingelagert und so der Ausstoß in die Atmosphäre vermieden. Das Verfahren wird noch erforscht, es existieren aber bereits Pilotanlagen, in denen es erfolgreich eingesetzt wird [14]. Das verflüssigte Kohlendioxid kann in geologischen Formationen eingelagert, in Meerwasser gelöst oder in mineralischen Carbonaten fixiert werden [73]. Die Speicherung in geologischen Formationen, wie ausgebeutete Erdöl und Erdgas Lagerstätten, nicht förderbare Kohleflöze und tiefe salzwasserführende Grundwasserleiter, haben das größte Potential, jedoch haben alle Speicher eine begrenzte Aufnahmekapazität.

Wird die Verstromung von Biomasse mit CCS kombiniert (BECCS(engl.: bio-energy with carbon dioxide capture and storage)), kann sogar Kohlendioxid aus der Atmosphäre entfernt werden. Damit stellt BECCS eine Möglichkeit dar die Ziele der UN-Klimakonferenz in Paris nach 2060 umzusetzen. Biomasse ist jedoch nur begrenzt verfügbar, da große Anbauflächen benötigt werden, die gegebenenfalls mit der Lebensmittelproduktion konkurrieren.

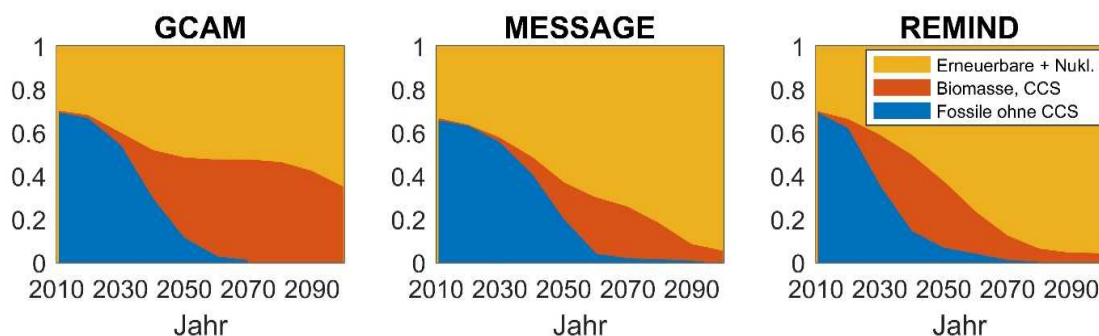


Abbildung 1.1: Zeitlicher Verlauf des Anteils der Energieträger an der Stromproduktion in verschiedenen Szenarien. Links: GCAM-Szenario [21]; Mitte: MESSAGE-Szenario [90]; Rechts: REMIND-Szenario [9]. Orange: Erneuerbare- und Kernenergie; Rot: Biomasse, BECCS und fossile Energieträger mit CCS; Blau: fossile Energieträger ohne CCS. Daten aus [8]

Art und Weise und Geschwindigkeit der Umstellung der Stromproduktion auf erneuerbare Energien sind schwer vorherzusehen, weil sie nicht nur von der technologischen und wirtschaftlichen



Entwicklung, sondern auch von politischen Entscheidungen und gesellschaftlicher Akzeptanz abhängen. In der Wissenschaft werden daher verschiedene Szenarien entwickelt, die die zukünftige Entwicklung und gegenseitige Beeinflussung des Klimas und der Energie- und Transportwirtschaft versuchen vorherzusagen. In Abbildung 1.1 sind für drei dieser Szenarios, die sich mit der Zeit ändernden Anteile verschiedener Energieträger an der Stromproduktion dargestellt [8]. Bei allen drei Szenarien verschwindet die Stromproduktion aus fossilen Energieträgern ohne CCS bis zum Jahr 2070 fast vollständig, während der Großteil des Stroms aus erneuerbarer- oder Kernenergie produziert wird. Der Anteil der Stromproduktion aus Biomasse, BECCS oder fossilen Energieträgern mit CCS hat sein Maximum etwa im Jahr 2070, nimmt bis zum Ende des Jahrhunderts ab und hat je nach Szenario im Jahre 2100 einen Anteil zwischen 5% und 35%. Die CCS-Technologie und die Biomasseverbrennung sind also Schlüsseltechnologien, die mittelfristig zur Reduzierung des Ausstoßes von Kohlendioxid in die Atmosphäre benötigt und auch nach 2100, wenn auch in geringerem Umfang, eingesetzt werden.

Für die Anwendung von CCS wird reines Kohlendioxid benötigt. Bei der Verbrennung in konventionellen Kraftwerken besteht das Abgas neben Kohlendioxid hauptsächlich aus Stickstoff und Wasserdampf, welche vor der Einlagerung des Kohlendioxids getrennt werden müssen. Die Abscheidung des Wasserdampfs mittels Kondensation ist problemlos möglich, während die Trennung von Stickstoff und Kohlendioxid aufwendiger ist. Die zur Isolierung des Kohlendioxids in Frage kommenden Verfahren sind Pre- und Postcombustion capture, Oxyfuel-Verbrennung und Chemical Looping [73]. Für die Staubfeuerung ist Oxyfuel wahrscheinlich die geeignetste Technologie [55], aber jede dieser Technologien könnte relevant sein und muss weiter erforscht werden. Ein Vorteil von Oxyfuel ist, dass bestehende konventionelle Kraftwerke mit vergleichsweise wenig Aufwand nachgerüstet werden können (Retrofitting) [81]. Die vorliegende Arbeit behandelt deshalb die Oxyfuel-Verbrennung.

Bei der Oxyfuel-Verbrennung wird Stickstoff vor der Verbrennung aus dem Prozess entfernt, sodass im Abgas als Majoritätenspezies nur noch Wasserdampf und Kohlendioxid enthalten sind. Zuerst wird reiner Sauerstoff per kryogener Luftzerlegung hergestellt. Der Brennstoff wird anschließend in einer Atmosphäre aus Sauerstoff und zurückgeführtem Abgas verbrannt. Das Abgas ist nötig, um die hohen Verbrennungstemperaturen, die bei der Verbrennung mit reinem Sauerstoff auftreten würden, zu reduzieren. Über die Menge des zurückgeführten Abgases kann die Verbrennungstemperatur gesteuert werden.

Beim Übergang von einer konventionellen Luftatmosphäre zu einer Oxyfuel-Atmosphäre ändern sich unter anderem die molare Wärmekapazität, die Diffusivität des Sauerstoffs, die Wärmestrahlung, die Wärmediffusion und die Dichte. Wie sich diese Faktoren auswirken, hängt davon ab, welche Oxyfuel-Atmosphäre mit Luft verglichen wird. In der Regel führen diese Faktoren jedoch dazu, dass die Flammstabilität in der Oxyfuel-Atmosphäre beeinträchtigt ist. Die geänderten physikalisch-chemischen Bedingungen verhindern, dass Brennerkonzepte und Berechnungsmethoden aus der konventionellen Verbrennung ohne weiteres auf die Oxyfuel-Verbrennung angewandt werden können. Zur Auslegung von Oxyfuel-Brennkammern und Brennern

oder zum Retrofitting vorhandener Anlagen müssen also ein grundlegendes Verständnis und neue Berechnungsmethoden für Oxyfuel-Verbrennung entwickelt werden.

## 1.2 Stand der Forschung

Experimentelle Validationsdaten werden zur Entwicklung neuer Berechnungsverfahren und zur Entwicklung eines besseren Verständnisses benötigt. Deshalb stellen Experimente einen wichtigen Teil der Erforschung von Oxyfuel-Verbrennung dar. Erst seit das CCS Verfahren im Zusammenhang mit der Klimaerwärmung in den Fokus gerückt ist, wird wieder vermehrt an Kohleverbrennung geforscht. Deshalb sind Forschungsergebnisse mit moderner nicht-invasiver Lasermesstechnik erst in begrenztem Maße vorhanden. Der folgende Abschnitt gibt einen Überblick über experimentelle Studien in der Kohle- und Biomasseverbrennung, in denen moderne optische Messtechnik zum Einsatz kam. Diese Studien lassen sich anhand der Größe des Messobjekts klassifizieren:

1. Laminare Brenner für Einzelpartikelverbrennung: In der Regel stellt eine magere gasbetriebene Flachflamme eine heiße Atmosphäre bereit, in der eine definierte Menge Restsauerstoff vorhanden ist. Durch einen kleinen Jet werden mithilfe eines Trägergases einzelne Brennstoffpartikel in diese Atmosphäre eingebracht. Die Partikel entzünden sich in der heißen Atmosphäre, brennen dort ab und werden hinsichtlich ihres Abbrandverhaltens untersucht.
2. Offene Brenner im Labormaßstab: Durch die fehlende Wärmestrahlung heißer Wände kann in den offenen Jet- oder Drallbrennern keine reine Kohleflamme stabilisiert werden. Es wird eine magere Gasflamme betrieben, in die Brennstoffpartikel gegeben werden. Die thermischen Leistungen sind in der Regel kleiner als  $20 \text{ kW}_{\text{th}}$ . Durch die offene Konfiguration ist der Zugang für Messtechnik von allen Seiten gegeben.
3. Geschlossene Brennkammern im Technikumsmaßstab: Durch starke Wärmestrahlung werden hohe Temperaturen erreicht, sodass sich reine Kohleflammen stabilisieren lassen. Die zur Stabilisierung notwendige Strahlungsstärke kann durch thermische Isolierung der Wände oder ein größeres Volumen der Brennkammer und eine größere thermische Leistung generiert werden. Die Anlagen erstrecken sich oft über mehrere Stockwerke und ihre thermischen Leistungen liegen zwischen  $40 \text{ kW}_{\text{th}}$  und mehreren  $\text{MW}_{\text{th}}$ . Der Zugang für Messungen ist auf einige dafür vorgesehene Durchgänge begrenzt.

### 1.2.1 Einzelpartikel

Bei Untersuchungen an Einzelpartikeln mithilfe von optischer Messtechnik sind vor allem die Arbeiten von Molina und Shaddix [74, 78, 102], Schiemann [95–97, 117] und Köser [62–64] hervorzuheben. In der Regel ist das Ziel der Arbeiten die Kinetik des Volatilen- und des Koksabbrandes sowie die Zündverzugszeit an Einzelpartikeln für verschiedene Atmosphären und Brennstoffe zu bestimmen und zu vergleichen.

In [78] wird ein auf Photomultipliern basierendes Zweiphasenpyrometer vorgestellt, mit dem die Partikeltemperatur und Geschwindigkeit gemessen werden kann. Es wurde festgestellt, dass die Reaktionsraten beim Koksabbrand auch bei hohen Sauerstoffkonzentrationen durch die Kinetik begrenzt wird. In [74] wurde das Eigenleuchten und die Chemilumineszenz von Kohlepartikeln bei unterschiedlichen Atmosphären aufgenommen und festgestellt, dass höhere Kohlendioxid- und niedrigere Sauerstoffkonzentrationen zu einer Verzögerung der Zündung aber nicht zu einer Verlängerung des Volatilenabbrands führen. In [102] wurden mit dem gleichen System zwei Steinkohlen untersucht und ein kleiner Effekt von Kohlendioxid und Sauerstoff auf die Länge des Volatilenabbrandes gefunden.

Schiemann arbeitet vor allem mit einem kamerabasierten Zweifarbenpyrometer, mit dem simultan Partikelgröße, Partikelgeschwindigkeit und Partikeltemperatur bestimmt werden können. In [96] wurden verschiedene Luft- und Oxyfuel-Atmosphären verwendet und gezeigt, dass die Partikeltemperatur im Koksabbrand hauptsächlich von der Wärmekapazität und die Reaktionsrate von der Sauerstoffkonzentration abhängt. In [95] wird das kamerabasierte Pyrometer von Schiemann mit dem auf Photomultipliern basierten System von Shaddix verglichen. Mit beiden Systemen lassen sich die Ausbrandraten bestimmen, jedoch hat das kamerabasierte System eine geringere Präzision bei niedrigen Sauerstoffkonzentrationen. In [97] wird ein stereoskopisches kamerabasiertes Zweiphasen-Pyrometer verwendet. Durch die Stereoskopie kann der Fehler in der Größen- und Formbestimmung reduziert werden, weil mit dem zweiten Kamerawinkel die Partikelposition relativ zum Fokuspunkt der jeweilig anderen Kamera bestimmt werden kann. In [117] werden verschiedene künstliche Kokserzeugungstechniken auf Unterschiede im Abbrandverhalten untersucht. Falls die Aufheizraten groß genug sind, verschwinden die Unterschiede der verschiedenen Kokserzeugungstechniken schnell.

Shaddix und Schiemann verwenden in ihren Experimenten zur Erzeugung der heißen Atmosphäre einen Hencken-Brenner, der aus vielen kleinen Diffusionsflammen besteht und damit einer Flachflamme ähnlich ist und einen inerten Jet zur Förderung der Brennstoffpartikel. Der Jet und die Atmosphäre haben dadurch eine bestimmte, vom instantanen Strömungsfeld abhängige Mischungslänge, die die Präzision des Versuchsaufbaus verschlechtert. Köser nutzt daher eine vorgemischte Flachflamme und einen vorgemischten Jet, wodurch der Aufheizverlauf besser definiert ist. In [63] wurde der Einsatz von laserinduzierter planarer Fluoreszenz des OH-Radikals (OH-PLIF) an Einzelpartikeln gezeigt. Dadurch kann die Zündung früher als mit Eigenleuchten detektiert werden. Außerdem kann der Volatilenabbrand gut vom Koksabbrand unterschieden werden. In [62] wurden dann der Verlauf des OH-Signals für verschiedene Atmosphären untersucht. In [64] wurde das System zusätzlich mit Eigenleuchten und stereoskopischer rückseitiger Beleuchtung untersucht, wodurch simultan Partikelgröße und Form, Ruß und Partikelleuchten und die OH-Verteilung bestimmt werden konnte. Die Dauer der Volatilenverbrennung konnte auf die Partikelgröße und die Form bezogen werden.

### 1.2.2 Offene Brenner im Labormaßstab

Bei den offenen Brennern im Labormaßstab beschäftigen sich vor allem die Arbeiten von Balusamy [6, 7] aus Cambridge, dem Central Research Institute of Electric Power Industry (CRIEPIE) Projekt aus Japan [42, 43, 49–51] und Sung und Moon [75, 76, 109, 110] aus Korea mit optischer Messtechnik. Im Fokus stehen hier Multiparameter-Messungen, um ein besseres Verständnis für die Kohleverbrennung zu bekommen sowie die Messtechnikentwicklung.

In [43, 49–51] wird ein einfacher offener gasstabilisierter Jetbrenner mit verschiedenen optischen Messtechniken untersucht. Es wurde mit LDV, mit einem Zweifarbenpyrometer sowie die OH- und CH-Chemilumineszenz gemessen. Zusätzlich wurde ein Shadow Doppler Particle Analyser (SDPA) genutzt, der den Schattenwurf des LDV-Lasers auf ein eindimensionales Photodiodenarray projiziert, um so die Größe der Partikel zu bestimmen. Somit konnten Partikelgeschwindigkeit, -größe, und -temperatur an einem Punkt gemessen werden. Die Partikelgeschwindigkeiten sind in der Mitte des Brenners kaum von ihrer Größe abhängig, während die Geschwindigkeit in der Scherzone stark von Partikelgröße und Flammhöhe abhängt. Außerdem wurden simultan OH-PLIF und Mie-Streuung gemessen, um die Reaktionszone mit der räumlichen Partikelverteilung zu vergleichen. Nahe am Jetaustritt am Flammenfuß reagiert nur das Gas der Stützflamme in Regionen, in denen keine Partikelcluster sind. Weiter stromab haben sich die Partikel erhitzt und die Reaktion findet auch in den Partikelclustern statt. In [43] wurde zusätzlich zu OH-PLIF und Mie-Streuung mit laserinduzierte Inkandeszenz (LII) die Rußentwicklung gemessen. Die Rußentwicklung war stark in Regionen mit niedriger Sauerstoffkonzentration, hoher Temperatur und hoher Partikeldichte. In [42] wurde Mie-Streuung, LII und LIF an polycyclischen aromatischen Kohlenwasserstoffen (PAKs) gemessen, um die Rußentstehung zu untersuchen. Es wurde festgestellt, dass die PAKs sich vor allem in der Zone der vorgemischten Flamme bilden und der Ruß in der Zone der Diffusionsflamme.

In [7] wird ein offener gasstabilisierter Drallbrenner ohne zentralen Staukörper verwendet, um Laser Doppler Velocimetry (LDV) und Particle Image Velocimetry (PIV) zu vergleichen und auf ihre Eignung zur Messung von Kohleflammen zu untersuchen. Dabei wurde festgestellt, dass die PIV-Messungen stärker von den großen Brennstoffpartikeln beeinflusst werden als die LDV-Messungen und das Turbulenzspektrum schlechter auflösen. Der Ausbrand der Brennstoffpartikel ist bei diesem offenen Brenner jedoch niedrig. In [6] wurde in den Brenner ein zentraler Staukörper eingesetzt und die gasstabilisierte Kohleflamme mit laserinduzierter Inkandeszenz sowie simultan mit OH-PLIF und Mie-Streuung untersucht. Dabei wurden die Verbrennungsatmosphären variiert. Eine höhere Wärmekapazität der Atmosphäre führt dazu, dass die innere Flammzone länger und dünner wird, während eine erhöhte Sauerstoffkonzentration die Flamme verkürzt und die Temperatur erhöht. Die Rußbildung geschieht hauptsächlich in der Nähe der großen Brennstoffpartikel.

In [75, 76, 110] arbeiten Sung und Moon mit einem Jetbrenner, der zur Stabilisierung konzentrisch von einem Methanstrom umgeben ist. In allen drei Veröffentlichungen wird das gleiche optische System genutzt, um die gasstabilisierte Kohleflamme zu untersuchen. Eine intensivierte

Hochgeschwindigkeitskamera wird verwendet, um die lokale Partikelverbrennung zu visualisieren. Verschiedene Filter werden zur Detektion der Chemilumineszenz von  $\text{OH}^*$ ,  $\text{CH}^*$  und  $\text{C}_2^*$  verwendet. Ein einfaches Zweiphasenpyrometer wird verwendet, um eine Aussage über die Flammtemperatur zu treffen. In [110] wurden verschiedene Kohlen verwendet und festgestellt, dass die Partikeltemperaturen bei kleinen Partikeln schneller ansteigen und höher sind als bei großen und dass die Länge der Wärmefreisetzungszone von Partikelgröße und Volatilenanteil abhängt. In [76] wurden Kohlen mit verschiedenen Inkohlungsgraden und deren Mischungen untersucht. Die Kohlen mit niedrigem Rang haben eine niedrige Zündtemperatur und eine kurze Vorwärmzone und die Kohlen mit hohem Rang haben hohe Kohksabbrandtemperaturen und einen zeitlich kurzen Volatilenabbrand. In [75] wurde die Zumischung von Biomasse zu verschiedenen Kohlen untersucht. Die Reaktivität und das Zündverhalten verbessern sich bei der Zumischung von 10% Biomasse bei Kohlen mit niedrigem Rang. Auf Kohlen höheren Rangs hat die Zumischung von Biomasse keinen signifikanten positiven Einfluss. In [109] wird ein offener Brenner mit zwei konzentrischen Ringen bei Flammen mit unterschiedlichem Drall untersucht. Die Gasströme beider Ringe sind verdreht und mit Methan vorgemischt, aber nur durch den inneren wird Kohle gefördert. Es wurden Pyrometer-, Chemilumineszenz- und PIV-Aufnahmen gemacht. Für die PIV-Aufnahmen wurden Kohlepartikel (Durchmesser: 11-244  $\mu\text{m}$ ) als Seedingmaterial verwendet. Es wurde argumentiert, dass die Partikel der Strömung folgen, aber die nicht nachvollziehbar bestimmte Stokes-Zahl von 0,69 ist zu groß für diese Aussage [33]. Außerdem wurde sie mit dem mittleren Partikeldurchmesser bestimmt, aber bei PIV-Messungen werden bevorzugt die großen Partikel gemessen [7]. Dadurch sind die Ergebnisse aus den PIV-Messungen zweifelhaft. Das Ergebnis der Pyrometermessungen war, dass die Temperatur bei höherem Drall sinkt, weil die Partikel räumlich weiter verteilt sind.

### 1.2.3 Selbsterhaltende Kohleflammen im Technikumsmaßstab

An selbsterhaltenden Kohleflammen im Technikumsmaßstab haben vor allem die Gruppen der Rheinisch-Westfälische Technische Hochschule Aachen [39, 44–46, 113, 123, 124] und der Brigham Young University aus Utah mithilfe von optischer Messtechnik geforscht. Die optischen Zugänge sind jedoch begrenzt und es werden parallel auch intrusive Messtechniken angewandt.

Die Brennkammer aus Aachen [39, 44–46, 113, 123, 124] ist etwa 4 m lang, hat einen Durchmesser von 400 mm, wird mit bis zu 120  $\text{kW}_{\text{th}}$  betrieben und hat gemauerte Wände, sodass eine selbsterhaltende Kohleflamme stabilisiert werden kann. Der Brenner hat einen zentralen Staukörper, um den zwei konzentrische Ringe mit der kohlefördernden Primärluft und der verdrehten Sekundärluft angeordnet sind. Diese beiden Lüfte münden in einen sich konischen öffnenden Diffusor, der wiederum in die Brennkammer mündet, in die die Ausbrandluft zugeführt wird. Der in [46] und [113] entwickelte Brenner kann selbst in einer trockenen Oxyfuel-Atmosphäre mit 21% Sauerstoff eine Flamme stabilisieren. Auf einer Ebene existieren drei Zugänge für optische Messtechnik. Der Brenner ist in der Kammer axial verfahrbar, um in unterschiedlichen Brennerabständen messen zu können. In [39] wurde mit LDV an kleinen Brennstoffpartikeln die Gasgeschwindigkeit in axialer und tangentialer Richtung bestimmt, mit einer intensivierten Kamera das  $\text{OH}^*$ -Chemilumineszenzsignal aufgenommen, um die Gasphasenreaktion zu visualisieren und

die Abgaszusammensetzung gemessen. Es wurde festgestellt, dass die Flamme vor allem durch die Aerodynamik beeinflusst wird. Dadurch werden bei ähnlichen Impulsflüssen auch ähnliche Flammen erzeugt. In [44] wurde das Chemilumineszenzsignal von  $\text{OH}^*$  und die Abgaszusammensetzung bei verschiedenen Luft und Oxyfuel-Atmosphären und Luftzahlen gemessen. Eine Stufung des Oxidators reduzierte die  $\text{NO}$ -Emissionen, während durch Oxyfuel-Atmosphären mehr Brennstoff- $\text{NO}$  gebildet wurde. In [45] wurde die Gaszusammensetzung mit einem Absaugpyrometer bestimmt und die Wandtemperaturen mit einem Zweifarbenpyrometer für zwei Oxyfuel-Atmosphären (21 %  $\text{O}_2$  und 25 %  $\text{O}_2$ ) bestimmt. Bei 25 % Sauerstoff brennt die Flamme heißer und kürzer als bei 21 % Sauerstoff, wodurch mehr  $\text{NO}$  und  $\text{SO}_2$  gebildet wird. Durch die heißere Flamme bei 25 % Sauerstoff sind mehr kurzketzige Kohlenwasserstoffe vorhanden. In [124] wurden Partikeltemperaturen mit zwei Spektrometern für Luft und Oxyfuel-Atmosphären gemessen. Einmal nicht-intrusiv mit einer Line-of-sight-Technik für das axiale Profil und einmal intrusiv mit einer Sonde für das radiale Profil. Die Messungen zeigen die höchste Strahlung bei der Luftatmosphäre, bei der die adiabate Flammtemperatur am höchsten ist. Die Oxyfuel-Atmosphären erzeugen trotz ihrer höheren Infrarotaktivität weniger Strahlung. In [123] wurden LDV mit PIV-Messungen an verschiedenen Kohleflammen verglichen. Es wurde wie in [7] festgestellt, dass die PIV-Messungen stärker von den großen Partikeln beeinflusst werden als die LDV-Messungen. Die unterschiedlichen Geschwindigkeiten von großen und kleinen Partikeln führen so in vielen Regionen zu fehlerhaften Messungen. Um in Kohleflammen die Vorteile der PIV-Technik zu nutzen, müssen die großen und die kleinen Partikel separat ausgewertet werden.

In [80, 85] und [116] wird eine Brennkammer mit 2,4 m Länge und 750 mm Durchmesser und bis zu 200  $\text{kW}_{\text{th}}$  thermischer Leistung untersucht. Der Brenner besitzt einen zentralen Jet, über den Kohle und Oxidator gefördert werden, einen den Jet umgebenden Ringspalt, durch den verdrallter Oxidator gefördert wird und einen Diffusor. Über die ganze Länge der Brennkammer gibt es kleine optische Zugänge, die bei Nichtverwendung geschlossen werden können. In [116] wurde mit verschiedenen Pyrometern und Sonden gemessen. Die Gastemperatur wurde mithilfe eines Absaugsondenpyrometers und die lokale Partikeltemperatur über ein Zweifarbenpyrometer bestimmt. Zum Einsatz kamen außerdem eine Sonde zum Messen der Strahlungsintensität, eine Absaugsonde zum Messen der Gaszusammensetzung und zur Partikelprobenentnahme und eine Sonde zum Messen von Partikeldichte, -größe und -geschwindigkeit. Ergebnisse aus der Arbeit sind, dass die Strahlung der Partikel den Großteil der Partikelstrahlung ausmacht und für den Großteil des Wärmetransports verantwortlich ist und dass die Partikelgröße einen großen Einfluss auf die Verbrennung hat. Die Sonden aus der Arbeit wurden auch entwickelt, um skaliert in industriellen Anlagen zum Einsatz zu kommen. In [85] wurden die axialen und tangentialen Gasgeschwindigkeiten in der Brennkammer mit LDV bei drei verschiedenen Drallzahlen untersucht. Die LDV-Messungen können aufgrund der hohen Anzahl an kleinen Partikeln an Kohlepartikeln durchgeführt werden. Nur im Brennernahbereich bei großen Gradienten sind die Messungen ungenau. Ab einer Drallzahl von 0,75 legte sich die Strömung im Diffusor an die Wand an und es kam zu einer Verringerung der  $\text{NO}_x$  Emissionen. In [80] kam LDV und Absaugsonden zur Messung von Gastemperatur und Gaszusammensetzung zum Einsatz. Bei der Erhöhung des Dralls reduzierte sich die maximale Flammentemperatur, was die Verringerung der  $\text{NO}_x$  Produktion erklärt.

### 1.2.4 Weitere in der Staubverbrennung verwendete Lasermesstechniken

Neben der recht weit verbreiteten LDV finden sich in der Literatur Versuche mit verschiedenen Lasermesstechniken an Kohleflammen. In [12, 48, 71, 116] wurde kohärente Anti-Stokes Rahmen Spektroskopie (CARS) am Stickstoffmolekül durchgeführt. Diese äußerst komplexe Messtechnik ist auch in Kohleflammen anwendbar, jedoch wurde entweder mit geringen Partikelbeladungen gemessen oder es traten Probleme auf, wie z. B. die Verzerrung der gemessenen Spektren in der Nähe von Kohlepartikeln. In [53] und [65] wurden Phase Doppler Velocimetry (PDV) Messungen an Kohlebrennern durchgeführt, um simultan Partikelgeschwindigkeit und Partikelvolumenströme ortsaufgelöst zu messen. Da für PDV jedoch sphärische Partikel notwendig sind, wurden sphärische Glaspartikel und nicht reagierende Bedingungen verwendet. Eine Ähnlichkeit im Folgevermögen von Glaspartikeln zu Kohlepartikeln konnte auch nicht erreicht werden.

## 1.3 Überblick und Ziel der Arbeit

Die Kohleverbrennung in Großanlagen lässt sich im Detail noch nicht prädiktiv berechnen. Dazu muss erst ein tieferes Verständnis für die beteiligten physikalischen Prozesse und ihrer Kopplungen erlangt werden und sowohl bessere Modelle als auch akkurate numerische Berechnungsverfahren entwickelt werden. Experimente helfen ein tieferes Verständnis für die Kohleverbrennung zu generieren und sind erforderlich, um numerische Verfahren sowie die darin verwendeten Modelle zu validieren. Gerade um die Kopplungen der einzelnen Prozesse zu untersuchen, werden möglichst realitätsnahe und exakte Randbedingungen sowie umfangreiche Messdaten benötigt. Bei den bisher untersuchten offenen gasassistierten Kohleflammen im Labormaßstab wurden umfangreiche Messdaten gewonnen, jedoch sind die Randbedingungen durch die offene Konfiguration nicht genau bestimmbar. Bei den Arbeiten zu reinen Kohleflammen in großen Anlagen sind die Randbedingungen sehr realitätsnah, jedoch können Messdaten durch die begrenzte Zugänglichkeit nicht überall gewonnen werden oder beruhen auf intrusiven Messtechniken.

Die vorliegende Arbeit soll die Lücke zwischen den offenen Laborflammen im Labormaßstab und den selbsterhaltenden Kohleflammen im Technikumsmaßstab schließen. Das Forschungsobjekt ist eine verkürzte aber geschlossene Brennkammer mit realitätsnahem Brenner und großen optischen Zugängen aus Quarzglas. Durch die geschlossene Konfiguration sind die Randbedingungen gut definiert und bestimmbar. Die großflächigen optischen Zugänge sollen eine für Kohlebrennkammern bisher nicht erreichte Zugänglichkeit für nicht-invasive optische Messtechnik ermöglichen. Durch die großzügigen optischen Zugänge geht jedoch viel Strahlungswärme verloren, sodass die Kohleflamme durch eine Gasflamme stabilisiert werden muss.

Um numerische Berechnungen der Brennkammer zu ermöglichen, soll ein möglichst umfangreicher Satz an Validierungsdaten gewonnen werden. Dazu soll nach Vorbild des TNF-Workshops (<https://www.sandia.gov/TNF/abstract.html>) die Komplexität von der nicht-reagierenden Einphasenströmung bis zu gasassistierten Kohleflammen schrittweise erhöht werden.

Dadurch können verschiedene Modelle und ihre Kopplungen separat validiert und Fehlerquellen leichter identifiziert werden.

Die in Gasflammen bewährten optischen Messtechniken sollen auf die Kohleflammen angewendet und gegebenenfalls adaptiert werden. Dabei sind die Hintergrundstrahlung der Kohleflamme, die Lichtextinktion durch Partikel und die Verschmutzung der optischen Zugänge problematisch. Durch die schrittweise ansteigende Komplexität der Randbedingungen können die optischen Messtechniken jedoch teilweise an vereinfachten Systemen erprobt und validiert werden.

Diese Arbeit soll vor allem Messtechniken weiterentwickeln und grundlegende Phänomene sichtbar machen, während Parameterstudien zu Verbrennungsatmosphäre und Brennstoffen in den Hintergrund rücken. So kam Biomasse bei den Messungen zu dieser Arbeit nicht zum Einsatz. Biomasse unterscheidet sich von Kohle durch einen höheren Anteil an Volatilen. Die Verbrennungsphänomene sind jedoch die gleichen, sodass sich die Messmethoden dieser Arbeit auch auf Biomasseverbrennung anwenden lassen.

In einem ersten Schritt wird die Aerodynamik des Brenners untersucht, da industrielle Kohlebrenner die Flamme in der Regel aerodynamisch stabilisieren. Dafür wird auch die Strömung im Diffusor des Brenners (auch als Muffel oder engl. „quarl“ bezeichnet) untersucht. Diese ist für die Stabilisierung der Flamme besonders interessant, da der Flammenfuß in der Regel innerhalb des Diffusors liegt. Dieser Bereich ist in der Regel messtechnisch nicht zugänglich. In dieser Arbeit werden jedoch durch einen Glasdiffusor optische Messungen ermöglicht.

Zusätzlich zur Strömungsstruktur wird die Flammenposition bestimmt, um ein besseres Verständnis über den Stabilisierungsmechanismus des Brenners zu gewinnen. Dabei wird insbesondere auf die Interaktion von Strömung und Flamme und auf das Verbrennungsregime eingegangen.

In der Kohleverbrennung spielt die Interaktion von Strömung und Partikeln eine zentrale Rolle. Vor allem die Schlupfgeschwindigkeit zwischen Partikeln und Gas hat einen entscheidenden Einfluss auf die Gradienten in der Strömungsgrenzschicht der Partikel. Die Gradienten der Temperatur bestimmen maßgeblich die Aufheizrate der Partikel und die der Spezieskonzentrationen die Verfügbarkeit von Reaktionspartnern. Daher ist die Schlupfgeschwindigkeit ein wichtiger Faktor für die Umsetzung von Festbrennstoffen. Um sie zu bestimmen, wird in dieser Arbeit eine Zweiphasen-PIV-Methode auf die Kohleverbrennung angepasst. Mit dieser Methodik können Gas- und Partikelgeschwindigkeiten simultan gemessen und daraus die Schlupfgeschwindigkeit abgeleitet werden. Zusätzlich zur Schlupfgeschwindigkeit liegt der Fokus auf den Bahnlinien der Partikel. Diese beeinflussen die Reaktionsumgebung der Partikel und deren Verweilzeiten in verschiedenen Regionen der Strömung und sind damit relevant für den Umsatz der Partikel.

Die Lokalisierung von Pyrolysegasen in der Strömung gibt einen Einblick in die Chemie der Kohleflammen. Zusammen mit den Gas- und Partikelgeschwindigkeitsmessungen können die Wechselwirkungen von chemischen Reaktionen, Strömungsmechanik und Partikeldynamik untersucht werden. Dies gibt einen tieferen Einblick in die Flammenstabilisierung und die Funktionsweise eines typischen Kohlebrenners.



Nachdem die vorliegende Arbeit in diesem Kapitel motiviert wurde, wird in Kapitel 2 und 3 auf die zahlreichen Grundlagen, welche zum Verständnis dieser Arbeit und der Kohleverbrennung nötig sind, eingegangen. Dazu zählen Themen wie turbulente Strömungen, Partikeldynamik, Gas-, Staub- und Oxyfuel-Verbrennung sowie Themen aus der Messtechnik, wie Mie-Streuung, Particle Image Velocimetry (PIV) und laserinduzierte Fluoreszenz (LIF). In Kapitel 4 wird das Design des im Zuge dieser Arbeit konstruierten Brenners und der Brennkammer und die verwendeten Betriebspunkte beschrieben. Kapitel 5 widmet sich der Durchführung der verschiedenen Experimente und der Adaption der Messtechniken auf die Kohleverbrennung. Die Ergebnisse der Experimente sind in Kapitel 6 beschrieben. Diese beinhalten sowohl Ergebnisse zu den verschiedenen untersuchten Strömungs- und Flammenkonfigurationen als auch die Fehlerbetrachtungen der adaptierten Messtechniken. Zum Abschluss wird in Kapitel 7 die Arbeit zusammengefasst, ein Fazit gezogen und ein Ausblick auf weitere mögliche und interessante Untersuchungen an dem Messobjekt gegeben.



## 2 Grundlagen der Verbrennung

In diesem Kapitel werden die theoretischen Grundlagen, die zum Verständnis der Arbeit wichtig sind, zusammengefasst. Verbrennung ist neben Chemie und Thermodynamik sehr stark von Aerodynamik abhängig. Die Aerodynamik bestimmt die Mischung von Sauerstoff und Brennstoff und den konvektiven Wärmetransport und ist daher stark mit Chemie und Thermodynamik gekoppelt. Der erste Abschnitt widmet sich der Aerodynamik. Zuerst wird auf die Turbulenz eingegangen, da in nahezu allen technischen Feuerungen eine turbulente Strömung vorliegt, danach werden die für Staubfeuerungen wichtigen Zweiphasenströmungen behandelt. Es folgt eine Betrachtung der Verbrennung als Gesamtsystem als Einleitung für eine detailliertere Betrachtung von Gasflammen und Staubverbrennung. Zum Abschluss wird eine kurze Übersicht über die Oxyfuel-Verbrennung gegeben.

### 2.1 Strömung

Anhand der Knudsen-Zahl  $Kn$  lässt sich bestimmen, ob die Kontinuumshypothese in einem bestimmten System gilt. Die Knudsen-Zahl ist definiert als das Verhältnis aus der mittleren freien Weglänge  $l_{mfW}$  eines Moleküls und einer charakteristischen Länge  $d$  des Systems.

$$Kn = \frac{l_{mfW}}{d} \quad (2.1)$$

Ist die Knudsen-Zahl klein, was im Allgemeinen für technische Strömungen der Fall ist, gilt die Kontinuumshypothese. Folglich lassen sich die spezifischen Größen durch stetige Funktionen von Zeit und Ort beschreiben.

Reaktive Strömungen lassen sich durch die Gleichungen der Massenerhaltung, Impulserhaltung, Energieerhaltung, die Erhaltung der Komponenten und eine Zustandsgleichung beschreiben. Die partiellen Differentialgleichungen sind bekannt, sie lassen sich jedoch im Allgemeinen nicht analytisch lösen. Eine Herleitung der Gleichungen ist unter anderem in [88] und [107] zu finden.

#### 2.1.1 Turbulenz

Turbulente Strömungen sind aufgrund ihrer Komplexität und Relevanz seit langem Objekt intensiver Forschung. In diesem Abschnitt wird ein kleiner Einblick in das Thema gegeben. Interessierte Leserinnen und Leser seien auf Pope [89] verwiesen.

Strömungen lassen sich in laminare und turbulente Strömungen einteilen. Laminare Strömungen sind geordnet, während turbulente Strömungen einen chaotischen, zufälligen Charakter haben. Der Übergang zwischen laminarer und turbulenter Strömung anhand einer qualmenden Zigarre verdeutlichen [16]. Der Rauch steigt von der Zigarre in einer geraden Linie senkrecht auf. Nach einer gewissen Länge wird die Strömung jedoch instabil und es bilden sich zeitlich veränderliche Wirbel. Dies ist der Umschlagspunkt von der laminaren zur turbulenten Strömung. Bei einer laminaren Strömung werden kleine Störungen gedämpft, weshalb die Strömung ihre Ordnung behält. Bei turbulenten Strömungen werden kleine Störungen weiter angefacht und die Strömung verliert ihre Ordnung.

Turbulente Strömungen haben nach Spurk [107] folgende Eigenschaften:

**Instationarität:** Störungen werden angefacht. Dadurch ändert sich die Strömung ständig auf nicht vorhersehbare Weise. Eine stationäre Strömung kann sich nicht einstellen. Bei zeitlich konstanten Randbedingungen stellt sich eine statistisch stationäre Strömung ein. Turbulente Strömungen können dann durch statistische Momente wie Mittelwert und Standardabweichung beschrieben werden.

**Dreidimensionalität:** Da die Strömungsgeschwindigkeiten der drei Raumrichtungen nicht entkoppelt sind, setzen sich die Störungen der Strömung in den anderen Richtungen fort. Somit sind turbulente Strömungen immer dreidimensional.

**Diffusivität:** Die Instationarität in allen Raumrichtungen bedingt eine konvektive Mischung der Strömung, die bei einer laminaren Strömung nicht vorliegt. Für Mischungsvorgänge ist die turbulente Strömung daher vorteilhaft.

Die bekannteste Größe zur Charakterisierung der Turbulenz einer Strömung ist die Reynolds-Zahl.

$$Re = \frac{\rho u d}{\mu} = \frac{\text{Trägheitskräfte}}{\text{Zähigkeitskräfte}} \quad (2.2)$$

Dabei ist  $\rho$  die Dichte  $u$  die charakteristische Strömungsgeschwindigkeit,  $d$  eine charakteristische Länge und  $\mu$  die dynamische Viskosität. Die Reynolds-Zahl setzt die Trägheitskräfte, die in einer Strömung vorliegen, ins Verhältnis zu den Zähigkeitskräften. Die Trägheitskräfte korrelieren mit der in der Strömung vorhandenen kinetischen Energie, während die Zähigkeitskräfte mit der Fähigkeit diese Energie zu dissipieren korreliert. Anhand der Reynolds-Zahl lässt sich beurteilen, wie turbulent eine Strömung ist. Wird die kritische Reynolds-Zahl überschritten, geht eine Strömung vom laminaren in den turbulenten Zustand über. Die kritische Reynolds-Zahl ist jedoch stark von der Geometrie des Strömungssystems und von Störungen der Randbedingungen abhängig und liegt für eine Rohrströmung beispielsweise bei  $Re_{\text{krit}}=2300$ . Im Übergangsbereich von laminarer und turbulenter Strömung können auch instationäre laminare Strömungen auftreten wie zum Beispiel die der Kármánschen Wirbelstraße hinter einem angeströmten Zylinder.

Die in einer turbulenten Strömung auftretenden Turbulenzelemente werden auch als Wirbel bezeichnet. Sie können verschiedenste Formen annehmen und treten in unterschiedlichen Größenordnungen auf. Richardson [91] formulierte die Energiekaskade, die beschreibt, wie die turbulenten Wirbel entstehen und wie sie ihre Energie wieder dissipieren. Die turbulente Energiekaskade nach Kolmogorov, der die mathematische Beschreibung dieser Idee entwickelte, ist in Abbildung 2.1 skizziert. Dort beschreibt  $k$  die Wellenzahl der Wirbel, die umgekehrt proportional zu ihrer Größe  $l$  ist.

$$k = \frac{2\pi}{l} \quad (2.3)$$

Über der Wellenzahl wird in der Energiekaskade die turbulente kinetische Energie  $E(k)$ , die die von den Wirbeln transportierte Energie repräsentiert, aufgetragen.

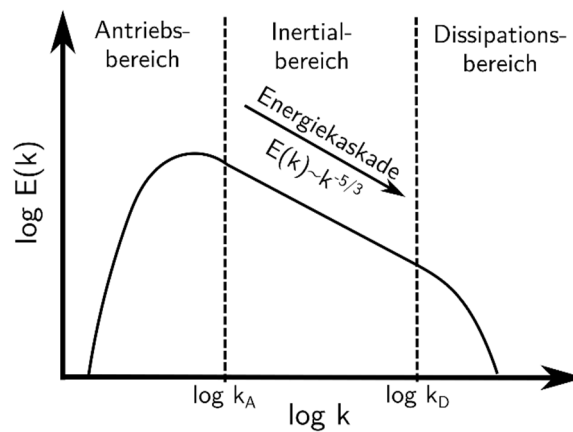


Abbildung 2.1: Turbulente Energiekaskade nach Kolmogorov. Nach [66].  $k$  ist die Wellenzahl der Turbulenzelemente.  $E(k)$  ist die turbulente kinetische Energie.  $k_A$  ist die Wellenzahl der Wirbel im Antriebsbereich,  $k_D$  die Wellenzahl im Dissipationsbereich.

Bei einer hinreichend großen Reynolds-Zahl führen kleine Störungen dazu, dass die Strömung instabil wird und sich große Wirbel bilden. Diese Wirbel ziehen ihre Energie aus der Hauptströmung. Dieser Bereich wird als Antriebsbereich bezeichnet. Die mit den Abmessungen der Wirbel gebildete Reynolds-Zahl ist so groß, dass die Viskosität noch keine bedeutende Rolle spielt und so die aufgenommene Energie nicht dissipiert wird. Die Größe der Wirbel entspricht in etwa dem integralen Längenmaß. Die im Antriebsbereich erzeugten Wirbel zerfallen in immer kleinere Wirbel, die Geschwindigkeiten der Wirbel verringert sich. Im Inertialbereich ist die Reynolds-Zahl der Wirbel immer noch so groß, dass kaum Energie dissipiert wird, jedoch so klein, dass auch keine weitere turbulente Energie aus der Strömung aufgenommen wird. Dort ist  $E(k)$  proportional zu  $k^{-5/3}$ . Sobald die Wirbel so klein sind, dass ihre Reynolds-Zahl etwa 1 erreicht, wird die Viskosität relevant und die Energie kann dissipiert werden. Dieser Bereich ist der Dissipationsbereich. Die Wirbelgröße in diesem Bereich  $l_D$  und das Zeitmaß  $\tau_D$  werden auch als Kolmogorov-Längenmaß und Kolmogorov-Zeitmaß bezeichnet.

In der Regel werden heutzutage analytisch nicht lösbare partielle Differentialgleichungen numerisch simuliert. In turbulenten Strömungen ist die Größenskalendifferenz zwischen dem

Kolmogorov-Längenmaß und dem integralen Längenmaß sehr groß, wodurch eine kleine Gitterweite und kleine Zeitschrittlänge bei gleichzeitig hohen Gittergrößen und großer Simulationsdauer benötigt wird. Dadurch sind die Erhaltungsgleichungen einer turbulenten Strömung nur in einfachen Geometrien, bei niedrigen Reynolds-Zahlen und mit großem Aufwand direkt numerisch lösbar (DNS). Deshalb werden entweder RANS-Rechnungen (engl. Reynolds-averaged Navier-Stokes), bei denen die gesamten turbulenten Bewegungen modelliert und nur die Mittelwerte simuliert oder die genaueren Grobstruktursimulationen (LES, engl. Large-Eddy-Simulation) durchgeführt, bei denen die großen turbulenten Bewegungen simuliert und die kleinen Wirbel modelliert werden. RANS und LES benötigen Turbulenzmodelle und Modelle für die Kopplung von Turbulenz mit anderen Prozessen, die mithilfe von Experimenten validiert werden müssen. Aus diesen Gründen sind Experimente bei turbulenten Strömungen, vor allem wenn weitere Prozesse wie Verbrennung hinzukommen, noch immer essenziell.

### 2.1.2 Zweiphasenströmungen

Zweiphasenströmungen zeichnen sich dadurch aus, dass zwei Phasen mit unterschiedlichen strömungsmechanischen Eigenschaften simultan im Strömungssystem vorliegen. Zweiphasenströmungen gibt es in den unterschiedlichen Kombinationen gasförmig-flüssig, gasförmig-fest, flüssig-flüssig und flüssig-fest. Bei dispergierten Zweiphasenströmungen ist die eine Phase mit kleinerem Volumenanteil in einer anderen Phase mit deutlich größerem Volumenanteil dispergiert. Bei den von nun an betrachteten Zweiphasenströmungen ist eine partikelförmige feste Phase in einer Gasphase dispergiert, wobei die in diesem Abschnitt beschriebenen Gesetzmäßigkeiten für alle dispergierten Zweiphasenströmungen gültig sind.

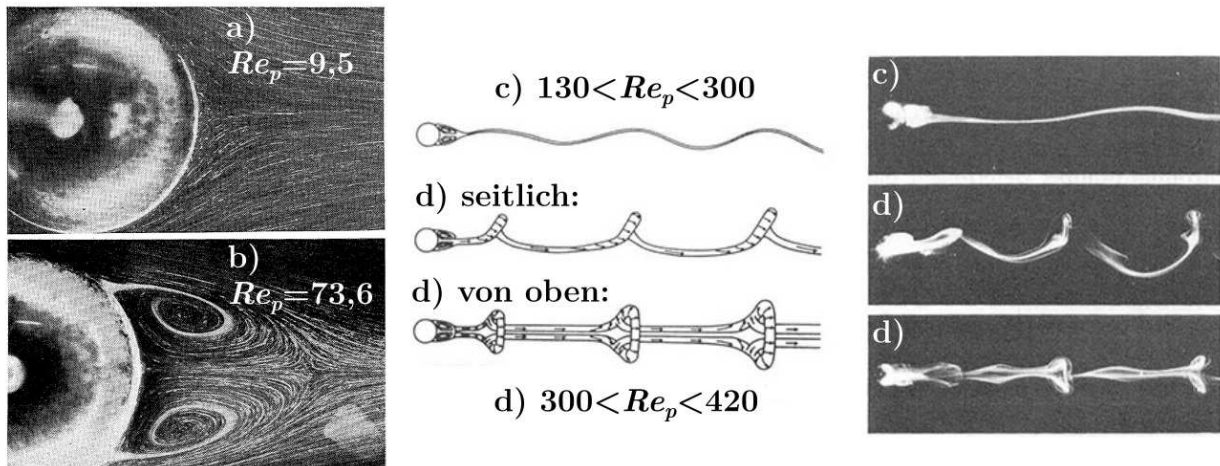


Abbildung 2.2: Nachlauf hinter einer Kugel bei verschiedenen Partikel-Reynolds-Zahlen. a) Kein Nachlaufwirbel,  $Re_p = 9,5$ , Nachdruck aus [112] mit Erlaubnis der Physical Society of Japan. b) Statischer Nachlaufwirbel,  $Re_p = 76,6$ , Nachdruck aus [112] mit Erlaubnis der Physical Society of Japan. c) oszillierender Nachlaufwirbel,  $130 < Re_p < 300$ , Nachdruck aus [94] mit Erlaubnis der ASME. d) periodisch ablösender Nachlaufwirbel,  $300 < Re_p < 420$ , Nachdruck aus [94] mit Erlaubnis der ASME.

Die Wechselwirkung zwischen Gas- und Festphase geschieht über die ausgetauschten Kräfte, die vom Strömungswiderstand der Partikel abhängen, und über den Nachlauf der Partikel, der in die Strömung hineingetragen wird und dort die Strömungsstruktur verändern kann. Die Strömungsform im Nachlauf der Partikel wird durch die Partikel-Reynolds-Zahl  $Re_p$  bestimmt, die mit dem Partikeldurchmesser  $d_p$ , der Schlupfgeschwindigkeit zwischen Partikel und Gas  $u_s$  und der Dichte  $\rho_f$  und dynamischen Viskosität  $\mu_f$  des Fluids gebildet wird.

$$Re_p = \frac{\rho_f u_s d_p}{\mu_f} \quad (2.4)$$

Je nach Partikel-Reynolds-Zahl liegen unterschiedliche Strömungsformen vor, die für die Kugelform gemessen wurden, wobei die jeweiligen gemessenen Übergangs-Reynolds-Zahlen nicht unabhängig von den Randbedingungen, wie zum Beispiel der Turbulenz in der Anströmung, sind und deshalb nicht exakt bestimmt werden können.

Bei  $Re_p \ll 1$  liegt eine schleichende Strömung (engl. Stokes Flow) vor. Dort liegen die Stromlinien von der Vorder- bis zur Hinterkante an der Kugel an, sodass es kein Totwassergebiet gibt (Abbildung 2.2 a)). Nach Taneda [112] liegt diese Strömungsform bis  $Re_p = 24$  vor, obwohl die Gesetzmäßigkeiten der schleichenden Strömung dort nicht mehr gelten. Im Bereich  $24 < Re_p < 130$  bildet sich ein stabiler Nachlaufwirbel mittig hinter der Kugel, der sich nicht ablöst [112] (Abbildung 2.2 b)). Zwischen  $130 < Re_p < 300$  beginnt dieser Wirbel zu oszillieren löst sich jedoch nicht von der Kugel [94, 112] (Abbildung 2.2 c)). Ab  $Re_p = 300$  löst sich der Nachlaufwirbel periodisch von der Kugel ab und bildet die in Abbildung 2.2 d) gezeigte verkettete Struktur [2, 94]. Wird die Partikel-Reynolds-Zahl weiter erhöht, bilden sich weitere komplexe Strukturen im Nachlauf. Einige davon sind in [94] gezeigt. Je nach Turbulenz in der Anströmung schlägt die laminare Grenzschicht der Kugel zwischen  $Re_p = 3,5 \cdot 10^5$  und  $Re_p = 0,8 \cdot 10^5$  in eine turbulente um [47]. Dadurch liegt die Grenzschicht länger an, wodurch sich die Größe des Nachlaufwirbels und der Strömungswiderstand der Kugel verringern.

Der Strömungswiderstand eines Körpers hängt vom Staudruck  $q$ , der Angriffsfläche  $A$  und dem Widerstandsbeiwert  $c_w$  ab.

$$F_W = q A c_w = \frac{1}{2} \rho_f u_f^2 A c_w \quad (2.5)$$

Der Widerstandsbeiwert ist von der Strömungsform um den Partikel und damit von der Reynolds-Zahl abhängig. Für schleichende Strömungen ( $Re \ll 1$ ), bei denen die Trägheit des Fluids nicht berücksichtigt werden muss, lässt sich der Widerstandsbeiwert für eine Kugel analytisch berechnen und ist [98]:

$$c_w = \frac{24}{Re_p} \quad (2.6)$$

Für größere Partikel-Reynolds-Zahlen existieren Messwerte für den Widerstandsbeiwert in Abhängigkeit der Partikel-Reynolds-Zahl [98]. Morrison [77] gibt eine an die Messwerte angefüttete Funktion für den Widerstandsbeiwert an, die bis  $Re_p = 10^6$  gültig ist.

$$c_W = \frac{24}{Re_p} + \frac{2,6 \left(\frac{Re_p}{5}\right)}{1 + \left(\frac{Re_p}{5}\right)^{1,52}} + \frac{0,411 \left(\frac{Re_p}{263000}\right)^{-7,94}}{1 + \left(\frac{Re_p}{263000}\right)^{-8}} + \frac{0,25 \left(\frac{Re_p}{10^6}\right)}{1 + \left(\frac{Re_p}{10^6}\right)} \quad (2.7)$$

Die Messwerte aus Schlichting und der Fit von Morrison sind in Abbildung 2.3 dargestellt.

Die Stokes-Zahl beschreibt, wie stark die Partikelbewegung von der Strömung beeinflusst wird. Bei einer niedrigen Stokes-Zahl wird die Partikelbewegung von der Strömung bestimmt, während sich die Partikel bei einer hohen Stokes-Zahl weitgehend unbeeinflusst von der Strömung bewegen. Die Stokes-Zahl  $St$  ist definiert als das Verhältnis aus charakteristischer Zeit der Partikel  $\tau_p$  und charakteristischer Zeit der Strömung  $\tau_f$ .

$$St = \frac{\tau_p}{\tau_f} \quad (2.8)$$

Für die charakteristische Zeit der Partikel verwendet man die Relaxationszeit (Sprungantwort auf eine instantane Geschwindigkeitsänderung im Fluid). Für eine schleichende Strömung lässt sie sich berechnen [61].

$$\tau_p = \frac{d_p^2 \rho_p}{18 \mu_f} \quad (2.9)$$

Da in schleichenden Strömungen die Trägheitskräfte des Fluids unbedeutend sind, spielen nur die Trägheit der Partikel und die Reibungskräfte des Fluids eine Rolle.

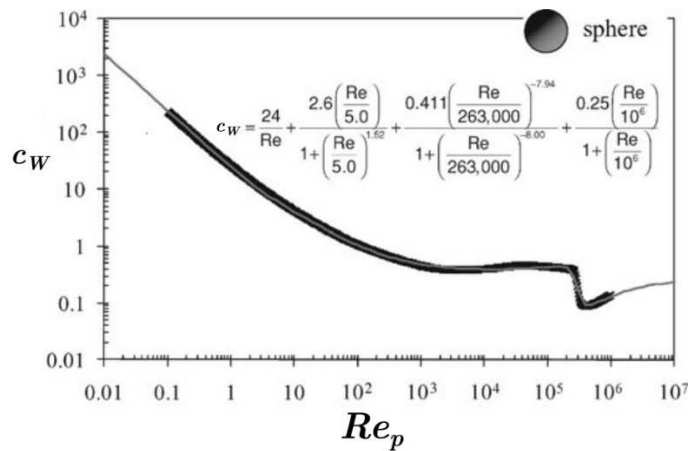


Abbildung 2.3: Widerstandsbeiwert einer Kugel. Nachdruck aus [77] Copyright (2013) mit Erlaubnis der Cambridge University Press durch PLSclear. Die Messwerte aus [98] sind fett markiert. Der Fit aus [77] ist als dünne Linie dargestellt.

Welche Zeit für die charakteristische Zeit der Strömung angesetzt wird, sollte von der betrachteten Interaktion abhängen. Betrachtet man die Interaktion von Partikeln mit den kleinsten turbulenten Wirbeln, ist es sinnvoll die Kolmogorov Zeitskala anzusetzen, und wenn die Interaktion mit den großen turbulenten Skalen betrachtet wird, sollte das integrale Zeitmaß verwendet werden. Oft ist interessant, ob die Partikel den großen Strömungsstrukturen folgen. Dann kann als charakteristische Zeit das Verhältnis einer charakteristischen Abmessung der Geometrie und der Strömungsgeschwindigkeit verwendet werden.

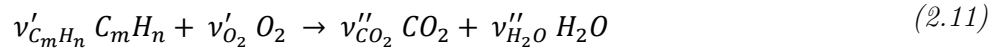


$$\tau_f = \frac{l}{u_f} \quad (2.10)$$

## 2.2 Verbrennung

Die für diese Arbeit relevante Feststoffverbrennung ist immer auch teilweise eine Gasverbrennung, da ein Teil des festen Brennstoffes erst ausgast, bevor er verbrennt. Deshalb werden nach einigen elementaren Definitionen erst Gasflammen besprochen, bevor auf Staubflammen eingegangen wird. Bei dem Großteil der Verbrennung und der Verbrennungsforschung wird, aufgrund leichter Verfügbarkeit, Luft als Oxidator verwendet. Da in dieser Arbeit auch die weniger gut erforschte Oxyfuel-Verbrennung behandelt wird, schließt sich ein Abschnitt über dieselbe an, der hauptsächlich auf die Unterschiede zur Luftverbrennung eingeht. Die in diesem Abschnitt vorgestellten Grundlagen basieren hauptsächlich auf den Lehrbüchern [84], [106] und [54], auf die der interessierte Leser für weiterführende Informationen verwiesen sei.

Bei der Verbrennung wird ein Brennstoff in der Regel mit Sauerstoff oxidiert, um Wärme freizusetzen. Der verwendete Brennstoff besteht in technischen Verbrennungssystemen meistens aus Kohlenwasserstoffen, die in gasförmiger, flüssiger oder fester Form vorliegen. Gasförmiger oder flüssiger Brennstoff liegt teilweise als Einkomponentenbrennstoff vor, während ein Festbrennstoff fast immer eine Mischung verschiedener Kohlenwasserstoffe und Mineralien ist. Für einkomponentige Kohlenwasserstoffe lässt sich eine allgemeine globale Reaktionsgleichung formulieren.



Die stöchiometrischen Koeffizienten  $\nu'$  (Edukte) und  $\nu''$  (Produkte) geben die Stoffmenge der jeweiligen chemischen Spezies an. Falls bei der Verbrennung, wie in Formel (2.11), die Edukte vollständig zu Wasser und Kohlendioxid reagieren und weder Brennstoff noch Sauerstoff in den Produkten übrig bleibt, wird die Verbrennung als stöchiometrisch bezeichnet. Wenn  $\nu'_{C_m H_n} = 1$  ist, lassen sich die anderen Koeffizienten für die stöchiometrische Verbrennung berechnen zu  $\nu'_{O_2} = m + n/4$ ,  $\nu''_{CO_2} = m$  und  $\nu''_{H_2O} = n/2$ .

Der Mindestluftbedarf  $L_{min}$  ist das Verhältnis von Luftmasse zu Brennstoffmasse unter stöchiometrischen Bedingungen. Er lässt sich über den Mindestsauerstoffbedarf  $O_{min}$ , die stöchiometrischen Komponenten, die Molmassen der Spezies  $M_x$  und den Sauerstoffanteil der Luft  $Y_{O_2, Luft}$  berechnen.

$$L_{min} = \left( \frac{m_L}{m_B} \right)_{st} = O_{min} Y_{O_2, L} = \frac{\nu'_{O_2} M_{O_2}}{\nu'_B M_B} Y_{O_2, L} \quad (2.12)$$

Bei Verbrennungssystemen ist oft eine unter- oder überstöchiometrische Verbrennung gewünscht. Der relative Luftüberschuss oder Luftmangel wird durch die Luftzahl  $\lambda$  ausgedrückt.

$$\lambda = \frac{m_L}{m_B L_{min}} \quad (2.13)$$

Flammen mit  $\lambda > 1$  haben Sauerstoffüberschuss und werden auch mager oder überstöchiometrisch genannt, während Flammen mit  $\lambda < 1$  Brennstoffüberschuss haben und als fett oder unterstöchiometrisch bezeichnet werden.

Für feste Brennstoffe ist die Verteilung aller enthaltenden chemischen Spezies normalerweise nicht bekannt oder zumindest nur schwer darstellbar. Die Elementverteilung im Brennstoff lässt sich jedoch gut bestimmen, sodass der Sauerstoffbedarf über die Elementerhaltung bestimmt werden kann. Bei vollständiger Verbrennung reagiert der gesamte Kohlenstoff zu Kohlendioxid und der gesamte Wasserstoff zu Wasser. Aus dem Mindestsauerstoffbedarf zur stöchiometrischen Verbrennung von Kohlenstoff  $O_{min,C}$  und Wasserstoff  $O_{min,H}$  und den Massenbrüchen für die im Brennstoff vorhandenen Elemente  $Z_{B,C}$ ,  $Z_{B,H}$  und  $Z_{B,O}$  lässt sich der Mindestsauerstoffbedarf berechnen.

$$O_{min} = O_{min,C} Z_{B,C} + O_{min,H} Z_{B,H} - Z_{B,O} = \frac{M_{O_2}}{M_C} Z_{B,C} + \frac{M_{O_2}}{2 M_{H_2}} Z_{B,H} - Z_{B,O} \quad (2.14)$$

Mit diesen globalen Betrachtungen lassen sich Produkte und Edukte unter der Voraussetzung vollständiger Verbrennung berechnen. Betrachtet man die Verbrennung im Detail, findet eine Vielzahl an Elementarreaktionen statt, aus denen sich eine globale Reaktionsgleichung wie Formel (2.11) ergibt. Für die Beurteilung von Flammstabilität und Schadstoffentstehung ist eine detailliertere Betrachtungsweise erforderlich, die in den folgenden Abschnitten behandelt wird.

## 2.3 Gasflammen

Gasflammen lassen sich in drei Kategorien einteilen: Diffusionsflammen, Vormischflammen und partiell vorgemischte Flammen.

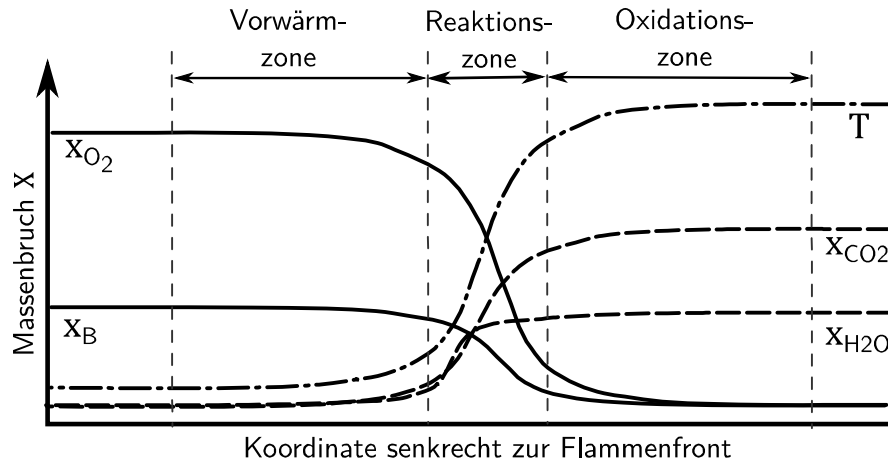


Abbildung 2.4: Qualitativer Verlauf von Komponenten und Temperatur in einer laminaren Vormischflamme. Nach [118].

Bei Vormischflammen werden Brennstoff und Oxidator in einem homogen gemischten Zustand dem Brenner zugeführt. Nach der Zündung bildet sich eine Flammfront, die durch das Gemisch propagiert. In einem Brenner stabilisiert sich die Flamme an dem Ort, an dem die Strömungsgeschwindigkeit der Flammgeschwindigkeit entspricht. Bei einer laminaren Strömung propagiert die Flamme mit der laminaren Flammgeschwindigkeit  $v_{lam}$ , die von der Luftzahl, dem Brennstoff, dem Druck und der Temperatur abhängt. In Abbildung 2.4 ist der qualitative Verlauf der Produkte und Edukte einer laminaren Vormischflamme dargestellt. In der Vorwärmzone stromaufwärts der Flamme diffundieren Wärme und Radikale aus der Flamme in das Gemisch aus Brennstoff und Oxidator. In der Reaktionszone findet der Großteil der Umsetzung der Edukte statt und die Temperatur steigt auf kleinem Raum stark an. In der Oxidationszone werden langsam reagierende Komponenten wie CO oxidiert.

Liegt eine turbulente Vormischflamme vor, verwinkelt sich die laminare Flammenfront, wodurch sich die Oberfläche der Flamme vergrößert. Dadurch steigt die Umsatzrate und damit auch makroskopisch die Flammgeschwindigkeit. Die Damköhler-Zahl  $Da$  gibt das Verhältnis aus der Zeitskala der chemischen Reaktion und der Zeitskala der Turbulenz an.

$$Da = \frac{\tau_{turb}}{\tau_{chem}} \quad (2.15)$$

Solange  $Da > 1$  gilt, sind die kleinsten Wirbel zu groß, um in die Flammenfront eindringen zu können. Die laminare Struktur der Flamme bleibt daher erhalten. Die Flamme kann als Ensemble von laminaren Flamelets angesehen werden. Ist  $Da < 1$ , dringen die kleinsten Wirbel in die Flammenfront ein und zerstören die laminare Struktur. Die Flammenfront bildet keine geschlossene Fläche mehr. Es liegt ein homogener Reaktor vor, in dem die Mischung schneller ist als die chemische Reaktion.

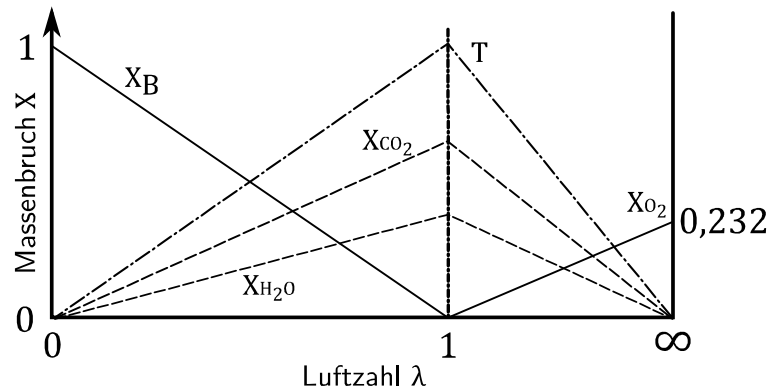


Abbildung 2.5: Qualitativer Verlauf von Komponenten und Temperatur in einer laminaren Diffusionsflamme über die Reaktionszone. Nach [54].

Bei Diffusionsflammen werden Brennstoff und Oxidator dem Brenner getrennt zugeführt. An ihrer Grenzfläche mischen sie sich zu einem brennfähigen Gemisch. Die Luftzahl variiert über die Mischungszone von 0 auf der Brennstoffseite über 1 in der Mitte der Mischungszone zu  $\infty$  auf der Luftseite. In der Mischzone stabilisiert sich die Flamme. Ein qualitativer Verlauf der Edukte, Produkte und der Temperatur über die Reaktionszone ist in Abbildung 2.5 dargestellt. Die Mischung von Brennstoff und Oxidator ist in der Regel deutlich langsamer als die chemische Reaktion und ist der begrenzende Faktor der Reaktionsgeschwindigkeit. Bei einer laminaren Diffusionsflamme wird die Mischung durch die Diffusion von Brennstoff und Oxidator in die Reaktionszone erzeugt. Bei einer turbulenten Diffusionsflamme ist die turbulente aerodynamische Mischung für die Umsatzrate entscheidend.

Bei partiell vorgemischten Flammen ist der Brennstoff mit einem Teil des Oxidators gemischt, bevor er der Brennkammer zugeführt wird, wo der restliche Oxidator zugemischt und die nominelle Luftzahl erreicht wird. Die lokale Reaktionszone kann dabei Eigenschaften von vorgemischten- oder von Diffusionsflammen aufweisen, je nach Grad der Vormischung und Position in der Flamme. Bei stratifizierten Flammen, bei denen auch dem Oxidator ein kleiner Teil Brennstoff zugemischt wird, kann bei geeigneter Mischungsverteilung ein Flammentriplett, wie in Abbildung 2.6 gezeigt, entstehen. Vom Flammen-Tripelpunkt am Flammenfuß gehen dabei drei verschiedene Flammen aus. Auf der mageren Seite liegt eine magere Vormischflamme vor, in der der Brennstoff vollständig reagiert und ein Gemisch aus Abgas und Oxidator übrig bleibt. Auf der

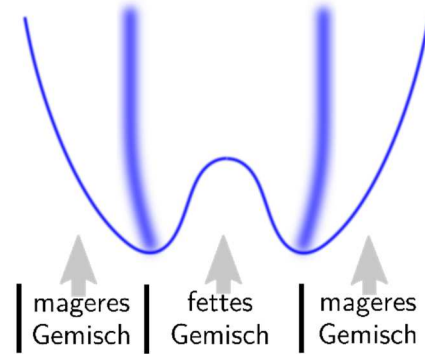


Abbildung 2.6: Schema eines Flammen-Triplets einer stratifizierten Flamme in einem Wolfhard-Parker-Brenner. Siehe [3]. Fettes Gemisch strömt aus dem mittleren Kanal, mageres Gemisch aus den äußeren Kanälen. Außen: magere vorgemischte Flamme; Mitte: fette vorgemischte Flamme; Dazwischen: Diffusionsflamme.

fetten Seite liegt eine fette Vormischflamme vor, in der der Oxidator vollständig reagiert und ein Gemisch aus Abgas und Brennstoff übrig bleibt. Zwischen den beiden Flammen mischen sich übriggebliebener Oxidator und Brennstoff und bilden eine Diffusionsflamme.

Bei technischen Flammen ist oft ein hoher Massendurchsatz gewünscht, was die Stabilisation der Flamme erschwert. Zur Stabilisierung der Flamme werden oft Drallbrenner oder Staukörper eingesetzt. Die wichtigste Kennzahl für Drallströmungen ist die Drallzahl. Gupta et al. [38] definiert die Drallzahl  $S$  als Verhältnis des Drehimpulsflusses  $G_\theta$  und des axialen Impulsflusses  $G_x$  mal dem Radius  $R$ .

$$S = \frac{G_\theta}{G_x R} \quad (2.16)$$

Durch die Radialbeschleunigung wird in der Drallströmung eine Druckdifferenz zwischen der inneren und äußeren Strömung erzeugt. Ab einer Drallzahl von ca. 0,6 entsteht ein Wirbelzusammenbruch. Dabei ist der Druck im Inneren der Strömung so klein, dass stromabliegendes Fluid durch das Innere der Strömung zurückströmt. Das im Zentrum zurückströmende Fluid bildet die sogenannte Rezirkulationszone. In Drallbrennern wird eine solche Rezirkulationszone erzeugt, um heißes Abgas zum Brennerkopf zurückzuführen. Das heiße Abgas liefert die nötige Temperatur, um das Frischgas direkt am Brennerkopf zu entzünden und zu verhindern, dass die Flamme stromabwärts getragen wird. Eine ähnliche Rezirkulationszone entsteht hinter Strömungshindernissen. So kann auch ein Staukörper eingesetzt werden, um Flammen zu stabilisieren.

## 2.4 Feste Brennstoffe

Als Festbrennstoffe kommen Biomasse, Kohle, Holz, Plastik und Müll zum Einsatz. Im Folgenden wird nur auf die für CCS besonders relevanten Brennstoffe Kohle und Biomasse eingegangen, die in den Kraftwerken in der Regel staubförmig verwendet werden. Kohle und Biomasse bestehen aus Kohlenstoff, Wasser, Mineralien und organischem Material, das aus verschiedensten Kohlenwasserstoffen besteht. Bei der Verbrennung verdampft zuerst das Wasser,

dann gasen flüchtige Kohlenwasserstoffe aus, die mit dem Oxidator homogen reagieren, und im Anschluss reagiert der übriggebliebene Koks heterogen. Die mineralischen Anteile bleiben als Asche zurück.

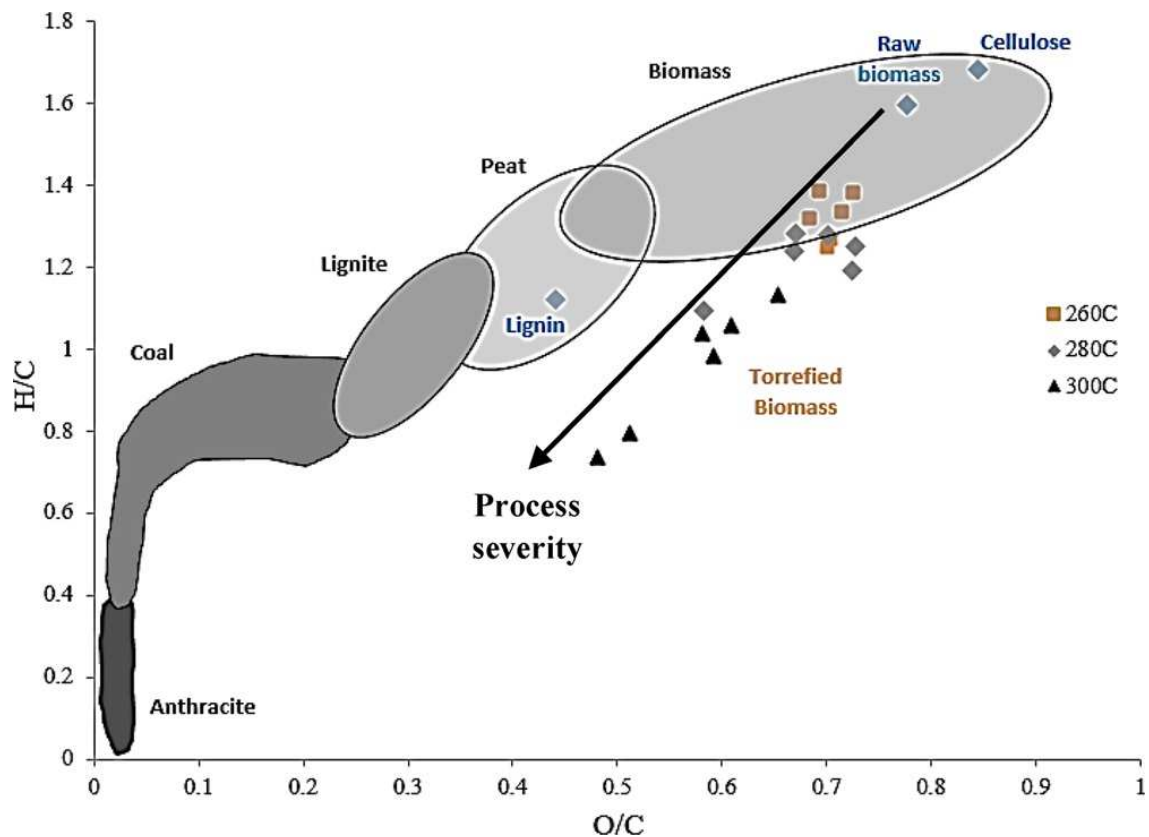


Abbildung 2.7: Van Krevelen Diagramm. Nachdruck mit Erlaubnis von [35] Copyright (2016) American Chemical Society. Mit ansteigendem Inkohlungsgrad sinkt der Anteil der Volatilen und dadurch der Sauerstoff- und Wasserstoffanteil. Verschiedene Brennstoffe mit abnehmenden Inkohlungsgrad: Anthrazit (Engl. Anthracite), Steinkohle (Engl. Coal), Braunkohle (Engl. Lignite), Torf (Engl. Peat) und Biomasse (Engl. Biomass). Der schwarze Pfeil zeigt an, wie Biomassen durch Torrefizierung verändert werden.

Die verschiedenen Kohlesorten entstanden durch die Inkohlung von Pflanzenresten aus dem Tertiär (Braunkohle) und Karbon (Steinkohle) [54]. In einer ersten biochemischen Phase werden die frischen Pflanzenreste unter Luftabschluss vertorft, bevor sie in der geochemischen Phase durch Temperatur und Druck zu höheren Inkohlungsgraden karbonisiert werden. Mit steigendem Inkohlungsgrad sind die wichtigsten Änderungen in der Zusammensetzung der Kohle [15]:

1. Verringerung des Wassergehalts und ein deutlicher Abfall im Sauerstoffanteil durch den Verlust von Hydroxyl- (-OH), Carbonyl- (-CO-) und Carboxylgruppen (-COOH)
2. Die Abnahme von aliphatischen und alicyclischen Gruppen, wodurch sich der Volatilenanteil deutlich reduziert und gleichzeitig eine Erhöhung der Aromatizität bei der Steinkohle.
3. Die Anthrazit-Phase ist gekennzeichnet durch eine starke Reduktion des Wasserstoffanteils.

Durch die Inkohlung steigt der Heizwert des Brennstoffs von etwa 15 MJ/kg (getrocknete Biomasse) auf bis zu 35 MJ/kg (Anthrazit).

Die verschiedenen Kohlesorten und Biomasse lassen sich, wie in Abbildung 2.7 gezeigt, im Van Krevelen Diagramm kategorisieren. Dort ist für den jeweiligen Feststoff das Verhältnis von Wasserstoff zu Kohlenstoff über dem Verhältnis von Sauerstoff zu Kohlenstoff aufgetragen. Die oben erwähnten Änderungen im Sauerstoff- und Wasserstoffgehalt bei steigendem Inkohlungsgrad lassen sich dort verfolgen. Biomasse hat einen sehr großen Anteil an Feuchtigkeit und Volatilen jedoch einen geringen Heizwert und lässt sich schlecht zermahlen. Um den Heizwert zu steigern, wodurch die Transportwürdigkeit erhöht wird und um das Zermahlen zu erleichtern, kann Biomasse torrefiziert werden. Dabei wird die Biomasse für kurze Zeit unter Luftabschluss auf bis zu 300°C erhitzt. Dieser Prozess ist in Abbildung 2.7 durch den schwarzen Pfeil gekennzeichnet.

Feste Brennstoffe werden auch mit der Proximatanalyse, bei der die Anteile der Hauptbestandteile (Wasser, Volatile, Koks und Asche) bestimmt werden, und der Ultimatanalyse, bei der die Anteile der Elemente (Kohlenstoff, Wasserstoff, Sauerstoff, Stickstoff und Schwefel) bestimmt werden, untersucht.

## 2.5 Staubverbrennung

Durch die komplexe Struktur verschiedenster Kohlenwasserstoffe, die im Festbrennstoff vorhanden sind, liegen bei der Staubverbrennung sowohl homogene als auch heterogene Reaktionen vor. Je nach Brennstoff kann die homogene oder die heterogene Verbrennung überwiegen. Die Verbrennung von Kohlepartikeln findet, wie in Abbildung 2.8 dargestellt, in verschiedenen teilweise zeitlich überlappenden Phasen statt. Diese Phasen sind die Pyrolyse, die Verbrennung der Volatilen und der Koksabbrand.

### 2.5.1 Pyrolyse

In der Kohleverbrennung wird die Entgasung der Partikel trotz in der Umgebung vorhandenem Sauerstoff oft als Pyrolyse bezeichnet. Für die detaillierte Betrachtung der Pyrolyse von Kohle sei der interessierte Leser auf [105] verwiesen. Die Partikel werden in der Brennkammer langsam aufgeheizt, wobei flüchtige Bestandteile ausgasen und die Partikel kühlen (Abbildung 2.8 a)).

Die komplexen chemischen Reaktionen bestehen unter anderem aus dem Aufbrechen von Bindungen, Verdampfung, Kondensation und Vernetzung. Dabei ändern sich gleichzeitig die Anzahl an aliphatischen Gruppen und die Aromatizität [122]. Die schwächsten Bindungen werden zuerst aufgebrochen, wodurch zu Anfang die leichter flüchtigen Anteile ausgasen. Die großen Kohlenwasserstoffe brechen auf und geben leicht flüchtige Moleküle ab. Gleichzeitig kondensieren Kohlewasserstoffe unter Abspaltung von Wasser und anderen niedermolekularen Verbindungen zu größeren Molekülen mit höherem Kohlenstoffanteil. Je weiter die Pyrolyse voranschreitet, desto stabilere Verbindungen verbleiben in den Partikeln, bis zum Schluss nicht flüchtiger Koks zurückbleibt.

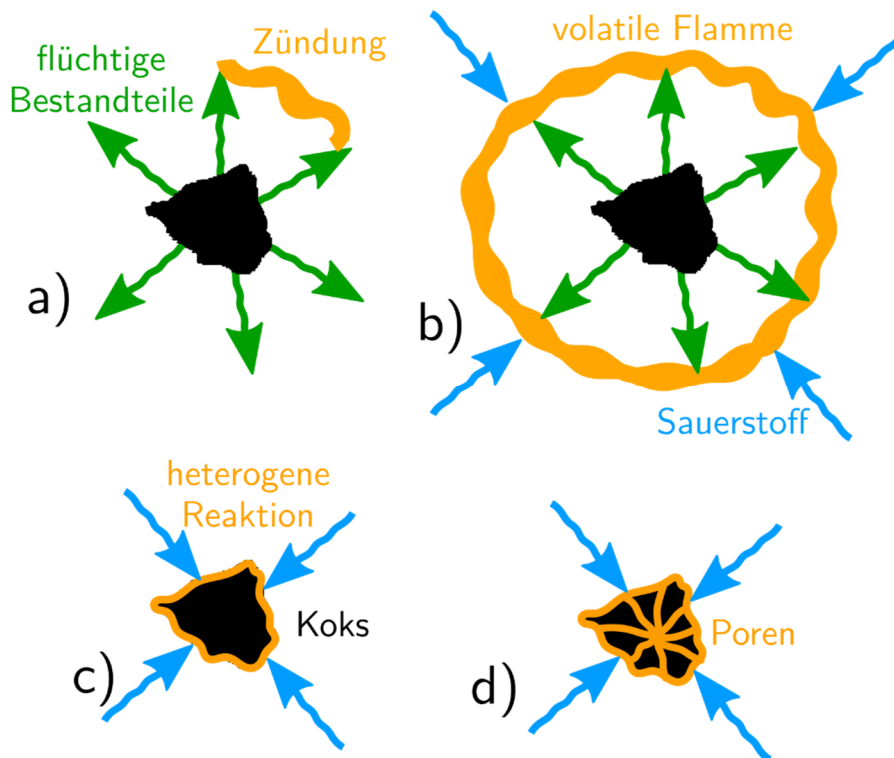


Abbildung 2.8: Schema der Einzelpartikelverbrennung. Nach [54]. a) Entgasung und Zündung flüchtiger Bestandteile, b) Verbrennung flüchtiger Bestandteile (homogen), c), d) Restkoksverbrennung (heterogen).

Die physikalischen Eigenschaften der Partikel und ihre Form können sich bei der Pyrolyse abhängig von der Aufheizrate und des verwendeten Brennstoffes stark verändern. Es kommt vor, dass die Partikel aufgrund ihrer höheren Temperatur erweichen oder flüssig werden. Es wird auch beobachtet, dass Partikel anschwellen, weil im Inneren flüchtige Stoffe verdampfen, die die weiche Hülle aufblasen. Falls die flüchtigen Stoffe im Inneren verdampfen und die Hülle nicht weich geworden ist, kommt es auch vor, dass die Partikel von den Gasen gesprengt werden und in viele Einzelteile zerfallen. Einige dieser Ereignisse sind in kurzen Videos, die der Autor sehr empfehlen kann, im Zusatzmaterial von [68] zu finden.

Die Aufheizrate spielt bei der Pyrolyse eine entscheidende Rolle. Sie beeinflusst nicht nur, ob die Partikel zerfallen, sich aufblähen oder erweichen, sondern auch die Menge und Art der Volatilen. Je höher die Aufheizrate ist, desto größer ist die Ausbeute an volatilen Stoffen, weil die Kohlenwasserstoffe weniger Zeit haben zu stabilen Molekülen zu kondensieren. Die in der Proximatanalyse gemessene Ausbeute an Volatilen eignet sich also nur, um Kohlen untereinander zu vergleichen, ist aber in der Regel kleiner als die Werte in realen Brennkammern [34].

### 2.5.2 Verbrennung der Volatilen

Die Verbrennung der Volatilen setzt ein, sobald sich das reaktive Pyrolysegas entzündet und setzt sich fort, bis die Pyrolyse abgeschlossen ist. Die Gase verbrennen in einer die Partikel



umschließenden Diffusionsflamme, wobei der Brennstoff von innen und der Oxidator von außen in die Flamme diffundiert (Abbildung 2.8 b)). Die Brennstoffzusammensetzung ändert sich dabei während der Pyrolyse je nach Aufheizhistorie der Partikel. Je höher die Ausgasungsrate ist, desto größer ist der Abstand von der Partikeloberfläche zur Flammenfront. In der Schlussphase der Pyrolyse sinkt die Ausgasungsrate und die Flamme rückt näher an den Partikel heran. Während der Verbrennung der Volatilen werden die Partikel durch die Verdampfung der Pyrolysegase gekühlt.

### 2.5.3 Koksabbbrand

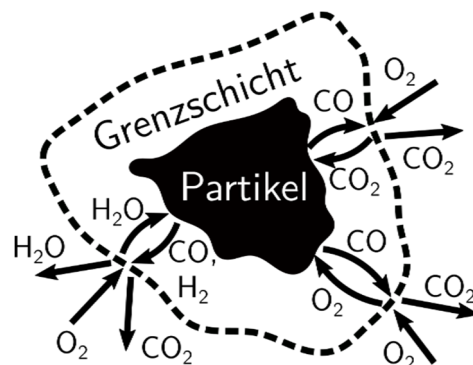


Abbildung 2.9: Heterogene Reaktion beim Koksabbbrand. Nach [106]. Partikel (engl. Particle) in der Mitte; Reaktionsgrenzschicht (engl. Boundary Layer) den Partikel umgebend.

Sobald die Verbrennung der Volatilen abgeschlossen ist, gelangen die Umgebungsgase an die Partikel und heizen diese auf. Mit den Umgebungsgasen gelangen auch Kohlendioxid, Sauerstoff und Wasser an die Partikel und es findet eine heterogene Reaktion zwischen dem Kohlenstoff des Partikels und den Gasen statt (Abbildung 2.8 c,d)). Die wichtigsten Reaktionsschritte sind in Abbildung 2.9 schematisch dargestellt. Der feste Kohlenstoff des Partikels wird durch Kohlendioxid, Sauerstoff und Wasser zu Kohlenmonoxid oxidiert und geht so in die Gasphase über. Das Kohlenmonoxid bewegt sich durch die Reaktionsgrenzschicht und reagiert schließlich mit Sauerstoff zu Kohlendioxid. Das Wasser, das zur Oxidation des festen Kohlenstoffs beigetragen hat, wird an der Partikeloberfläche zu Wasserstoff reduziert, der am Rand der Grenzschicht wieder zu Wasser oxidiert werden kann. Das, bei den Reaktionen mit Wasserstoff entstehende, Hydroxidion trägt auch maßgeblich zur Oxidation des Kohlenmonoxids zu Kohlendioxid bei [54].

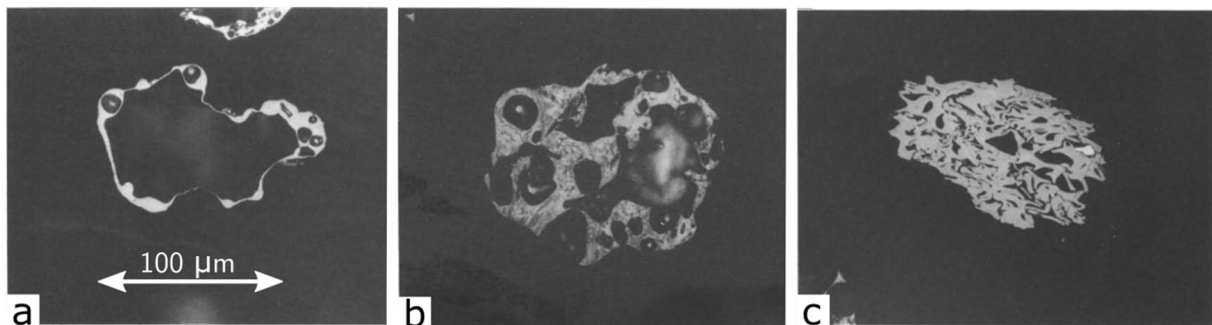


Abbildung 2.10: Mikroskopaufnahmen von Kokspartikeln mit unterschiedlicher Porenstruktur. Aus [5]. Reflektiertes Licht, eingetaucht in Öl.

Bei der Pyrolyse bildet sich eine bestimmte Porenstruktur im Partikel aus, die vom verwendeten Brennstoff und der Aufheizrate abhängt. Nur durch die Poren kann das Umgebungsgas in die tieferen Schichten der Partikel vordringen und den Kohlenstoff dort umsetzen. Bei niedrigen Partikeltemperaturen ist die Oberflächenreaktion langsam und geschwindigkeitsbestimmend für den Umsatz des Kokes, während bei höheren Temperaturen die Oberflächenreaktion schnell und die Porendiffusion geschwindigkeitsbestimmend ist. Die Porenstruktur im Koks hat dadurch einen großen Einfluss auf die Umsetzungsrate des Kokes. In Abbildung 2.10 sind Kokspartikel mit unterschiedlicher Porenstruktur dargestellt. Es wird deutlich, dass sich die Porendiffusion bei verschiedenen Kokspartikeln durch die unterschiedliche Porosität deutlich unterscheidet. Die im Brennstoff enthaltenden Mineralien werden nur teilweise chemisch und thermisch umgesetzt. Der nicht umgesetzte Anteil bildet die Asche.

### 2.5.4 Staubflammen

In Staubfeuerungen in Brennkammern verbrennen die Partikel nicht einzeln, weshalb sich die volatilen Flammen der Partikel gegenseitig beeinflussen und sich keine geschlossenen Flammen um die einzelnen Partikel herum bilden. Für die Stabilisierung der volatilen Flamme ist das Design des Brenners entscheidend, weil die Strahlungshitze der Kammer allein nicht ausreicht, um die für die Stabilisierung notwendigen Aufheizraten zu erzeugen [106]. In der Regel wird die Primärluft, mit der der staubförmige Brennstoff gefördert wird, über einen Jet auf der Brennerachse oder um einen zentralen Staukörper herum zugeführt. Die Sekundärluft wird in einem die Primärluft umschließenden Ring zugeführt und ist verdrallt, um eine Rezirkulationszone zu erzeugen, die die für die Flammstabilisierung erforderlichen Aufheizraten erzeugt. Primär- und Sekundärluft münden in einen Diffusor, der die Position der Rezirkulationszone stabilisiert. In der durch den Brenner stabilisierten Flamme werden die Volatilen verbrannt, während der Koks durch seine langsamere Umsatzrate erst weiter stromab in der Brennkammer verbrennt. Der Koksbrand ist deshalb maßgeblich für die Baugröße der Brennkammer. Die für den Koksbrand benötigte Luft wird erst in der Brennkammer zugegeben und wird als Tertiär- oder Ausbrandluft bezeichnet.

Für die Koksbrandrate ist die Partikeltemperatur maßgeblich. Diese wird in großen Brennkammern stark von dem Strahlungshaushalt der Brennkammer beeinflusst. Dadurch, dass der Brennstoff in fester Form vorliegt, ist die aufgenommene und abgegebene Strahlung wesentlich stärker und hat dadurch einen größeren Einfluss als bei Gasflammen. Große Brennkammern werden oft mit Öl vorgeheizt, um die für die Staubverbrennung notwendigen Wandtemperaturen zu erzeugen. Falls die Wände zu kalt sind, verlieren die Brennstoffpartikel zu viel Strahlungswärme, um zu reagieren. Dadurch fehlt auch das zur Rezirkulation benötigte heiße Abgas, sodass auch die volatile Flamme nicht stabilisiert werden kann.

## 2.6 Oxyfuel-Verbrennung

Bei der Oxyfuel-Verbrennung wird der Brennstoff mit reinem Sauerstoff oder einem Mix aus Sauerstoff und Kohlendioxid verbrannt. Das Abgas besteht dadurch zum Großteil aus Wasser,

welches leicht auskondensiert werden kann, und Kohlendioxid, das in möglichst reiner Form verflüssigt und eingelagert werden soll (CCS). Unreinheiten im Abgas können sowohl durch Rückstände anderer Gase in der Sauerstoffzuführung, wie Stickstoff und Argon, entstehen, als auch durch Brennstoffbestandteile, die im Abgas Schwefeloxide, Stickoxide, Quecksilber und Chlorwasserstoff bilden [106]. Das Abgas muss also verflüssigt, getrocknet und gereinigt werden, bevor es für CCS-Methoden geeignet ist, wodurch der Wirkungsgrad des Systems beeinträchtigt wird. Der größte Wirkungsgradverlust entsteht jedoch durch die Luftzerlegung, die in großen Maßstab nur mit kryogener Destillation durchgeführt wird. Der gesamte durch das Oxyfuel-Verfahren induzierte Wirkungsgradverlust an einem Kraftwerk beträgt etwa 11-12% [106]. Der größte Vorteil des Oxyfuel-Verfahrens ist jedoch, dass bestehende Kraftwerke nachgerüstet werden können.

Die Verbrennung des Brennstoffs mit reinem Sauerstoff wird in der Praxis nicht durchgeführt, weil die Temperatur zu hoch für die Anlagen ist und durch die hohe Flammentemperatur viel  $\text{NO}_x$  produziert wird. Zur Kühlung kann entweder Abgasrückführung oder eine Brennstoff- oder Sauerstoff-Stufung verwendet werden. In Abbildung 2.11 ist zu sehen, wie die adiabate Flammentemperatur sich abhängig von Abgasrückführung und Luftzahl verändert. Bei der internen Abgasrückführung wird durch Rezirkulationszonen Abgas, das sich weiter stromab befindet, zum Brenner zurückgeführt und dort mit dem Frischgas vermischt. Diese Methode ist jedoch schlecht steuerbar. Bei der externen Abgasrückführung wird Abgas, das die Brennkammer bereits verlassen hat, zurückgeleitet. Bei der trockenen Rückführung wird das Wasser erst auskondensiert, bei der feuchten nicht. Beide Methoden sind aufgrund von Verschleiß und Korrosion problematisch, lassen sich jedoch gut steuern. Bei der Brennstoff oder Sauerstoff Stufung wird die unterste Brennerebene so mager oder fett betrieben, dass die Flammtemperatur klein genug für die Brennkammer ist. Die weiteren Brennerebenen nähern das Gesamtgemisch immer weiter dem stöchiometrischen Gemisch an, bis bei der letzten Ebene die gewünschte globale Luftzahl vorliegt. Da Gasgemisch auf dem Weg von der untersten Ebene bis zur obersten bereits Wärme an die Brennkammer abgibt, ist die Gastemperatur niedriger als die adiabate Flammentemperatur bei der jeweiligen globalen Luftzahl.

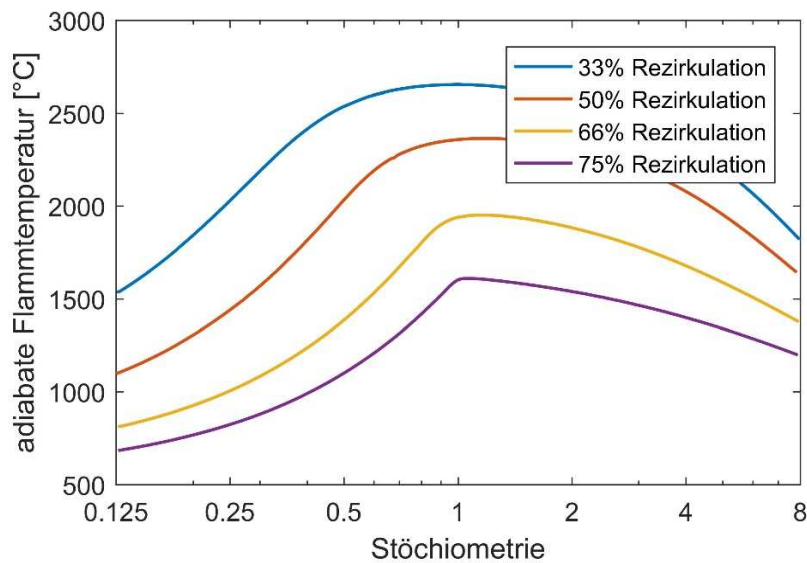


Abbildung 2.11: Adiabate Flammtemperatur abhängig von der Luftzahl (Stoichiometry) für verschiedene Rezirkulationsraten. Die Rezirkulationsrate bestimmt den Sauerstoffgehalt im Oxidator. Daten aus [106].

Bei der Verbrennung in Oxyfuel-Atmosphäre werden im Vergleich zu Luft einige wichtige physikalische Größen verändert. In Tabelle 2.1 sind die wichtigsten Größen aufgelistet, die sich bei Kohlendioxid und Stickstoff unterscheiden. Beim Übergang von einer Luftatmosphäre zu einer Oxyfuel-Atmosphäre bewirken diese Unterschiede folgende Änderungen in der Verbrennung:

1. Die molare Wärmekapazität der Verbrennungsatmosphäre wird durch den hohen Kohlendioxidanteil deutlich höher. Bei gleichem Sauerstoffanteil entzieht die Atmosphäre der Flamme deutlich mehr Wärme. Dies muss zumindest teilweise durch einen erhöhten Sauerstoffanteil kompensiert werden, wodurch die Massenströme im System sinken.
2. Die Diffusivität des Sauerstoffs wird kleiner. Die Mischung von Brennstoff und frischem Sauerstoff wird dadurch verlangsamt. Also ist auch bei gleicher Verbrennungstemperatur die Brennbarkeit reduziert.
3. Die Atmosphäre interagiert deutlich stärker mit Wärmestrahlung. Kohlendioxid ist ein dreiatomiges Molekül und weist daher deutlich mehr Emissions- und Absorptionsbanden im Infrarotbereich auf als Stickstoff. Die Verbrennungsatmosphäre nimmt also mehr Wärmestrahlung von Partikeln und Wänden auf, strahlt aber auch deutlich mehr Wärme ab. Insgesamt wird der Wärmetransport erhöht. Bei gleicher Verbrennungstemperatur wird die Wärme der Flamme schneller zu den Wänden abtransportiert.
4. Die Wärmediffusion ist verringert, wodurch sich die Ausbreitungsgeschwindigkeit der Flamme verringert.
5. Die Dichte der Atmosphäre ist höher. Bei gleichem Volumenstrom erhöht sich der Impuls, wodurch die Strömung beeinflusst wird. Durch die erhöhte Trägheit steigt die

Reynolds-Zahl. Wenn die Volumenströme reduziert werden (siehe 1.), kann die erhöhte Dichte Änderungen von Reynolds-Zahl und Impuls teilweise kompensieren.

*Tabelle 2.1: Vergleich ausgewählter physikalischer Größen für Kohlendioxid und Stickstoff bei 1 atm und 1000K. Aus [23].*

| Prozess           | Größe                                 | Einheit             | CO <sub>2</sub> | N <sub>2</sub> | CO <sub>2</sub> /N <sub>2</sub> |
|-------------------|---------------------------------------|---------------------|-----------------|----------------|---------------------------------|
| Thermodynamisch   | Dichte                                | kg/m <sup>3</sup>   | 0,5362          | 0,3413         | 1,57                            |
|                   | Spezifische Wärmekapazität            | kJ/kgK              | 1,2343          | 1,1674         | 1,06                            |
|                   | Volumetrische Wärmekapazität          | kJ/m <sup>3</sup> K | 0,662           | 0,398          | 1,66                            |
|                   | Oberflächenspannung Gas-Wasser        | N/m                 | 71,03           | 71,98          | 0,987                           |
| Impulsübertragung | Kinematische Viskosität               | m <sup>2</sup> /s   | 7,69e-5         | 1,2e-4         | 0,631                           |
| Wärmeübertragung  | Wärmeleitfähigkeit                    | W/mK                | 7,057e-2        | 6,599e-2       | 1,07                            |
|                   | Wärmediffusivität                     | m <sup>2</sup> /s   | 1,1e-4          | 1,7e-4         | 0,644                           |
|                   | Absorption/Emission                   |                     | >0              | ~0             | -                               |
| Massenübertragung | Massendiffusivität von O <sub>2</sub> | m <sup>2</sup> /s   | 9,8e-5          | 1,3e-4         | 0,778                           |

Für den Retrofit von bestehenden Kraftwerken sind, bei fester Leistung und Luftzahl, laut [106] drei Faktoren beim Betrieb mit Oxyfuel-Atmosphären wichtig:

1. Gleiche Austrittstemperatur aus der Brennkammer. Die Gastemperatur beim Austritt aus der Brennkammer und Eintritt in den konvektiven Wärmetauscher liegt knapp unterhalb der Erweichungstemperatur der Asche (etwa 1200°C).
2. Gleiches Verhältnis von Wärmeübertragung in der Brennkammer und Wärmeübertragung im konvektiven Wärmetauscher.
3. Gleiche Gasgeschwindigkeiten, damit die Brenner und der konvektive Wärmetauscher gut funktionierten. Dafür sind annähernd gleiche Volumenströme nötig.

Diese drei Faktoren können nicht alle eingehalten werden. Der Parameter, der eingestellt werden kann, ist die Sauerstoffkonzentration im Oxidator. Ist die gewählte Sauerstoffkonzentration hoch, sind die Volumenströme klein und die Flammentemperatur hoch. Dadurch ist die Verweilzeit des Gases in der Brennkammer lang und die Wärmeübertragung an die Brennkammerwand hoch. Beides führt dazu, dass viel Wärme in der Brennkammer übertragen wird und wenig im konvektiven Wärmetauscher. Wenn die Sauerstoffkonzentration im Oxidator niedrig gewählt wird, wird dagegen wenig Wärme in der Brennkammer übertragen und viel im Wärmetauscher. Die gleichen Volumenströme wie bei Luft liegen bei einer Sauerstoffkonzentration von 21% vor. Dann ist die Flammentemperatur allerdings deutlich niedriger, woraus die Veränderungen in der Wärmeübertragung resultieren. Wird die Sauerstoffkonzentration erhöht, um die Wärmeübertragung zu optimieren, sinken die Volumenströme entsprechend. Daher muss für jede Brennkammer ein Kompromiss gefunden werden.



# 3 Grundlagen der Lasermesstechnik

In der Grundlagenforschung von Gasflammen ist die Lasermesstechnik ein wichtiges Instrument auf experimenteller Seite und auch bei der Erforschung von Staubflammen wird sie immer öfter eingesetzt (siehe Abschnitt 1.2). Ihre Vorteile sind die hohe räumliche und zeitliche Auflösung, die in der Regel vernachlässigbare Invasivität und die Möglichkeit in einer Ebene alle Messpunkte simultan zu messen. Dass diese Vorteile realisierbar sind, liegt an zwei Punkten: den Eigenschaften des Laserlichts und an den stetig besser werdenden Sensoren in der Kameratechnik. Zu den Eigenschaften des Laserlichts gehören die gute Form- und Fokussierbarkeit, die eine hohe räumliche Auflösung ermöglicht, die kurze Pulsdauer, die eine hohe zeitliche Auflösung ermöglicht, sowie die hohen erreichbaren Pulsenergien und die hohe Monochromatizität.

In dieser Arbeit werden PIV, Particle Tracing Velocimetry (PTV) und LIF verwendet, deren Grundlagen in den folgenden Abschnitten detaillierter vorgestellt werden.

## 3.1 Particle Image und Tracking Velocimetry

PIV und PTV gehören zu den partikelbasierten Geschwindigkeitsmesssystemen für Fluide. Beide basieren daher auf der elastischen Streuung von Licht an Partikeln. PIV wird in dieser Arbeit verwendet, um die Strömungsgeschwindigkeit der Gasphase zu messen. Mittels PTV wird in einem Zweiphasen-PIV/PTV Ansatz simultan die Partikelgeschwindigkeit bestimmt. LIF wird einerseits verwendet, um die Position der Reaktionsfront zu bestimmen und andererseits, um die Verteilung von aromatischen Kohlenwasserstoffen zu bestimmen.

### 3.1.1 Elastische Streuung von Licht an Partikeln

Es gibt verschiedene Arten der elastischen Streuung von Licht an Partikeln, die je nach Verhältnis von Lichtwellenlänge zu Partikeldurchmesser auftreten. Die geometrische Streuung tritt auf, wenn die Partikel deutlich größer als die Wellenlänge sind. Dabei gelten die bekannten Gesetze von Reflexion und Brechung an Oberflächen. Die Rayleigh-Streuung tritt auf, wenn die Partikel deutlich kleiner als die Wellenlänge sind. Sie ist abhängig von der vierten Potenz der Frequenz des Lichts. Die Mie-Streuung tritt auf, wenn Partikeldurchmesser und Wellenlänge in der gleichen Größenordnung liegen. Sie gilt strenggenommen nur für sphärische Partikel, jedoch wird in der Regel auch bei nicht-sphärischen Partikeln von Mie-Streuung gesprochen.

Bei der Mie-Streuung ergeben sich komplexe Streumuster in Abhängigkeit der Streurichtung (Abbildung 3.1). Um den Partikelumfang existieren mehrere lokale Maxima und Minima der

Streuintensität. Außerdem wird das eingestrahlte Licht von den großen Partikeln deutlich stärker gestreut als von den kleinen Partikeln. Für partikelbasierte Geschwindigkeitsmesssysteme werden in Gasströmungen in der Regel kleine Partikel verwendet, die bei den verwendeten Lasern im Mie-Regime streuen. Wenn die verwendeten Partikel eine breite Größenverteilung aufweisen, wird das Signal von den großen Partikeln dominiert.

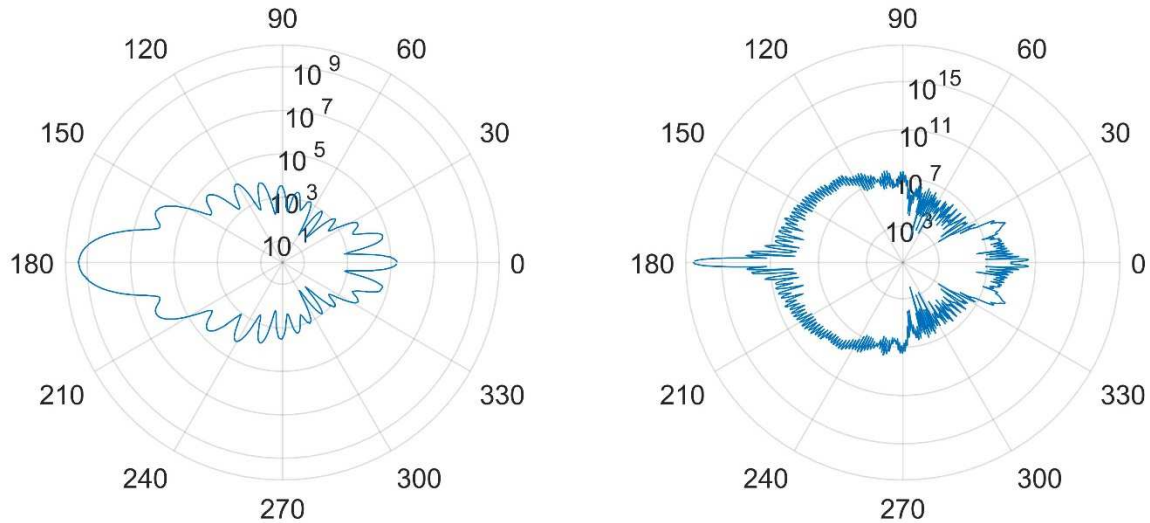


Abbildung 3.1: Verteilung der Mie-Streuung als Funktion des Streuwinkels. Licht wird von  $0^\circ$  aus eingestrahlt. Links  $1\ \mu\text{m}$  Öl-Partikel in Luft bei einer Wellenlänge von  $532\ \text{nm}$ . Rechts  $10\ \mu\text{m}$  Öl-Partikel in Luft bei einer Wellenlänge von  $532\ \text{nm}$ . Daten aus [61].

### 3.1.2 Particle Image Velocimetry

PIV und PTV gehören wie LDV zu den partikelbasierten Geschwindigkeitsmesssystemen. Dabei wird die Strömung mit Partikeln, den sogenannten Tracern, geimpft, um dann die Geschwindigkeit der Partikel zu messen. Die Partikel müssen der Strömung gut folgen, damit die gemessene Partikelgeschwindigkeit der Strömungsgeschwindigkeit entspricht. Von einem guten Folgevermögen und einem Messfehler von unter 1% ist auszugehen, wenn  $St < 0,1$  gilt [33]. Eine geeignete Stokes-Zahl kann mit der richtigen Auswahl der Tracer erreicht werden. Die Stokes-Zahl hängt von der Relaxationszeit der Partikel ab. Wie in Gleichung (2.9) zu sehen, lässt sich dies vor allem über einen kleinen Partikeldurchmesser erreichen. In der Aerodynamik werden vor allem feine Öltröpfchen verwendet, während in reaktiven Strömungen vor allem Metalloxide wie  $\text{MgO}$  oder  $\text{Al}_2\text{O}_3$  eingesetzt werden.

Für die Geschwindigkeitsmessung werden die Partikel mit einem definierten Zeitabstand  $\Delta t$  zweimal hintereinander beleuchtet und jeweils ein Bild gemacht. Über den zurückgelegten Weg der Partikel und dem Zeitabstand  $\Delta t$  kann die Geschwindigkeit berechnet werden. Für die Messung wird in der Regel kein Volumen beleuchtet, sondern eine dünne Ebene, auch Lichtschnitt genannt, die senkrecht zur Kamera angeordnet ist, wie in Abbildung 3.2 dargestellt. Dadurch ist die Position der betrachteten Partikel auch in Richtung der Sichtlinie der Kamera bekannt. Für die Beleuchtung



der Partikel eignen sich besonders gepulste Laser. Durch ihre kurze Pulsdauer ist die Zeitauflösung hoch und aufgrund der guten Formbarkeit des Laserlichts kann eine hohe Raumauflösung erzielt werden.

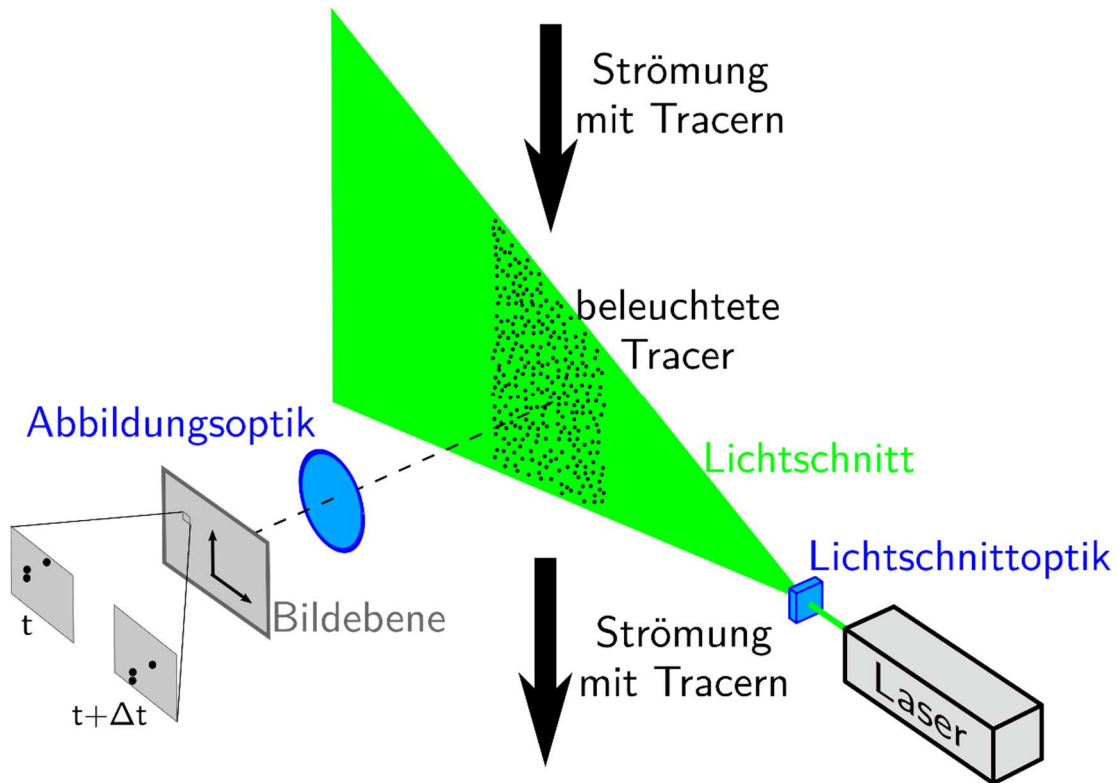


Abbildung 3.2: Schema der Particle Image Velocimetry.

Bei der PIV werden nicht einzelne Partikel verfolgt, sondern Partikelensembles. Das betrachtete Bild wird dabei in einzelne Auswertefenster unterteilt, die in der Regel zwischen  $16 \times 16$  Pixel (px) und  $64 \times 64$  px groß sind. Das Auswertefenster wird im zweiten Bild verschoben und die Kreuzkorrelation zwischen den beiden Fenstern gebildet. Dies wird für alle möglichen Verschiebungen in einem bestimmten Radius durchgeführt, und so eine Korrelationskarte für die Verschiebungen erstellt. Für die Verschiebung des Fensters, die der Verschiebung der Partikel auf den Bildern entspricht, ergibt sich in der Regel ein klares Maximum auf der Korrelationskarte. An den Verlauf der Korrelationswerte um das Maximum herum wird eine Funktion angefitet, mit dem eine subpixelgenaue Bestimmung der Verschiebung möglich wird. Die Position des Maximums kann damit in der Regel mit einer Genauigkeit von etwa 0,1 Pixel bestimmt werden [32, 92]. Aus der Partikelverschiebung und einer räumlichen Kalibrierung kann die Strömungsgeschwindigkeit berechnet werden.

Bei der PIV existieren Limitierungen hinsichtlich der räumlichen Auflösung und der Dynamik. Die räumliche Auflösung ist so groß, wie die physikalische Entsprechung der Auswertefenster, wodurch die Auflösung deutlich schlechter ist als die Auflösung der Kamera. Die Dynamik der Geschwindigkeitsmessungen wird durch die minimal und maximal detektierbare Verschiebung der Partikel, auch Pixelshift genannt, bestimmt. Der Pixelshift lässt sich mit dem gewählten  $\Delta t$

einstellen. Das optimale  $\Delta t$  wird durch verschiedene Faktoren beeinflusst. Es wird oft durch den sogenannten „out of plane loss“ begrenzt. Wenn die Partikel sich zwischen den Bildern aus der Messebene hinausbewegen, erzeugen sie kein korrelierbares Signal, sodass kein korrekter Geschwindigkeitsvektor berechnet wird. Der „out of plane loss“ ist bei turbulenten und Drallströmungen aufgrund einer hohen Geschwindigkeitskomponente normal zum Lichtschnitt üblicherweise der limitierende Faktor für das  $\Delta t$ .

Bei den beschriebenen konventionellen PIV-Messungen können nur die beiden Geschwindigkeitskomponenten in der Messebene bestimmt werden. Bei einer stereoskopischen PIV-Messung werden zwei Kameras verwendet, die nicht in einem rechten Winkel zur Messebene angeordnet sind, sondern die Messebene in einem unterschiedlichen Winkel betrachten. Dadurch dass die Partikelbewegung auf den beiden Kameras unterschiedlich abgebildet wird, kann die dritte Geschwindigkeitskomponente, die normal zur Messebene steht, bestimmt werden.

#### 3.1.3 Particle Tracking Velocimetry

Bei PTV wird die Geschwindigkeit der einzelnen Partikel ausgewertet, anstatt die Geschwindigkeit eines lokalen Partikelensembles zu bestimmen. Es handelt sich dabei um eine erweiterte Auswertemethode mit leicht geänderten Anforderungen an das Messsystem. Eine PIV-Auswertung wird dabei als erste Schätzung für die PTV-Auswertung verwendet, woraufhin für jeden Partikel im Auswertefenster separat die Partikelbewegung bestimmt wird. Der Vorteil von PTV gegenüber PIV ist die höhere räumliche Auflösung, allerdings ist der PTV-Algorithmus bei hohen Tracerdichten anfällig für Fehler.

Stereoskopisches PTV ist nicht ohne weiteres möglich. Die detektierten Tracerpartikel sind nicht alle in einer unendlich dünnen Ebene positioniert, sondern in dem Volumen, das der Lichtschnitt beleuchtet. Auch bei perfekter Kalibrierung der Kameras weichen daher die Partikelpositionen auf den beiden Kameras voneinander ab, sofern sie sich nicht in der Mitte des Lichtschnitts befinden. Die auf beiden Kameras detektierten Partikel lassen sich daher nicht zweifelsfrei zuordnen. Bei der komplexeren tomografischen PIV [30] werden die Partikel in einem beleuchteten Volumen zwischen den einzelnen Kameras zugeordnet. Um möglichst viele Partikel richtig zuordnen zu können, werden dort allerdings in der Regel mehr als zwei Kameras verwendet.

## 3.2 Zweiphasen-PIV/PTV

In Zweiphasenströmungen lässt sich die Gasphasengeschwindigkeit nicht ohne erheblichen Mehraufwand mittels PIV messen. Mit einer Kombination aus PIV und PTV und einem Verfahren zur Trennung von Partikel- und Tracersignalen lassen sich jedoch Partikel- und Gasphasengeschwindigkeit simultan extrahieren.

In Zweiphasenströmungen ist es von besonderem Interesse die Partikel- und Gasgeschwindigkeit simultan zu messen. Bei simultaner Messung kann aus der Differenz die Schlupfgeschwindigkeit berechnet werden. Werden die Geschwindigkeiten separat gemessen, kann nur die Differenz der

Mittelwerte bestimmt werden, die in der Regel einen Zusammenhang zur Schlupfgeschwindigkeit aufweist, aber nicht mit ihr übereinstimmt. Bei den Zweiphasenmessungen werden zusätzlich Tracer in die Strömung eingebracht. Mit den Tracern wird die Gasgeschwindigkeit mittels PIV oder PTV bestimmt, während die Partikelgeschwindigkeit mit PTV bestimmt wird.

Um mit PIV/PTV simultan Partikel- und Gasgeschwindigkeiten zu messen, gibt es drei Ansätze:

1. Partikel- und Gasphase werden auf unterschiedlichen Kanälen detektiert. Da die Mie-Streuung der Partikel durch ihre Größe immer stärker ist als die Mie-Streuung der Tracer, müssen die Tracer über einen anderen Effekt detektiert werden. In der Regel wird dies über LIF erreicht, wobei auch LII möglich ist. Die Tracer werden mit einem fluoreszierenden Stoff dotiert und können dann zeitlich und/oder spektral getrennt detektiert werden.
2. Die Mie-Streuung von Partikeln und Tracern wird parallel auf einer Kamera detektiert und gemeinsam ausgewertet. Im Nachhinein werden Partikel und Tracer je nach ihrer Geschwindigkeit der einen oder anderen Phase zugeordnet.
3. Das Licht der Mie-Streuung von Partikeln und Tracern wird parallel auf einer Kamera detektiert und anschließend werden die einzelnen Signale anhand von Intensität und/oder Größe einer Phase zugeordnet. Bei dieser Methode ist die Messung deutlich einfacher, jedoch gibt es große Herausforderungen hinsichtlich der korrekten Identifikation der Phasen.

### 3.2.1 Getrennte Detektion von Gas- und Partikelphase

Die getrennte Detektion von Gas- und Partikelphase wurde unter anderem in [87] [114] und [115] durchgeführt. In [87] wurde ein Laser benutzt, der für LIF-PIV und PTV simultan verwendet wurde. Die Tracer waren mit einem fluoreszierenden Stoff getränkt und konnten so auf einer anderen Wellenlänge als die Mie-Streuung detektiert werden. Mit dem Tracer-Signal konnte dann eine PIV-Auswertung durchgeführt werden. Die Partikel wurden über die Mie-Streuung detektiert. Da die Kamera das Streulicht beider Phasen detektiert, muss das Mie-Streuungsbild mithilfe des LIF-Bildes korrigiert werden, um die Partikelphase zu isolieren. Die Partikelgeschwindigkeit konnte dann mithilfe eines PTV-Algorithmus bestimmt werden. In [115] wurde mit zwei Lasern unterschiedlicher Wellenlänge gearbeitet, um die fluoreszierenden Tracer besser von den Partikeln zu trennen. In [114] wurden zwei Wellenlängen verwendet, um zwei unterschiedliche fluoreszierende Tracer anzuregen. Somit wurden Gas und Flüssigphase beide über LIF-PIV detektiert. Diese Ansätze benötigen mindestens einen fluoreszierenden Tracer. Die üblichen bei Tracer-LIF verwendeten Stoffe sind jedoch Kohlenwasserstoffe, die in einer Flamme verbrennen und sind somit nicht für Messungen in der Verbrennungsdiagnostik geeignet. In [31] wurden feine schwarze Wolframcarbidpartikel als Gasphasentracer benutzt und mittels LII detektiert. Die Gasphasengeschwindigkeit konnte so in einem Spray ermittelt werden. In der Staubverbrennung liegen feine Brennstoffpartikel vor, die mittels LII sichtbar gemacht werden könnten. Die starke

Erhitzung dieser Partikel bei einer LII-Messung, könnte jedoch die Verbrennung der feinen Brennstoffpartikel signifikant beschleunigen und so das Messergebnis verfälschen. Dem Autor sind keine Untersuchungen dazu bekannt. In [31] wird jedoch auch die Möglichkeit diskutiert, die Messtechnik in rußenden Flammen einzusetzen und angegeben, dass bei der für die Wolframkarbidpartikel nötigen Laserfluenz die Rußpartikel sublimieren würden.

#### 3.2.2 Geschwindigkeitsbasierte Zuordnung der Phasen

Die Geschwindigkeitsbasierte Zuordnung der Phasen wurde in [26] und [101] an Luftblasen in Wasser durchgeführt. Sie setzt jedoch ein a priori Wissen über die unterschiedlichen Geschwindigkeiten der Phasen voraus, das in einer turbulenten Strömung in der Regel nicht vorliegt. Somit ist diese Methode für den Einsatz in Kohlebrennkammern ungeeignet.

#### 3.2.3 Trennung der Phasen anhand der Signale des Streulichts

Bei der Trennung der Phasen anhand der Signale des Streulichts existieren eine Reihe von Arbeiten, die sich mit verschiedenen nicht-reagierenden Zweiphasenströmungen, wie Gasblasen in Wasser, Feststoffpartikel in Gas und Feststoffpartikel in Wasser, beschäftigen. Abgesehen von [82] wo die Größe der Partikel über das Beugungsmuster bei einem rückwärtig beleuchteten PIV-Aufbau bestimmt wird, benutzen die meisten Arbeiten einen normalen PIV Aufbau und trennen die Phasen anhand der Bilder der Mie-Streuung.

Je stärker sich die Signale von Tracern und Partikeln unterscheiden, desto leichter ist die Trennung der Phasen. In [93] waren die Unterschiede in der Intensität groß genug, sodass die Phasen mit einem Schwellwertverfahren getrennt werden konnten. Dort wurden alle Pixel über dem Schwellwert mit PTV als Partikel ausgewertet und alle Pixel unterhalb als Tracer mit PIV. Die meisten Publikationen nutzen einen Schwellwert, um alle hellen Objekte (Partikel und die hellsten Tracer) zusammen zu detektieren und differenzieren Partikel und Tracer anschließend anhand ihrer räumlichen Ausdehnung [36, 37, 52, 70, 72, 125]. In [79] wurde im Anschluss an das Schwellwertverfahren ein Kantendetektionsfilter eingesetzt, um alle hellen Objekte zu detektieren und im Anschluss sowohl Größe als auch Intensität berücksichtigt, um die Phasen zu separieren.

In [57] und [83] wurde ein Rauschfilter verwendet, um die Tracersignale zu eliminieren. Die Partikelsignale blieben dabei aufgrund ihrer größeren Ausdehnung weitestgehend erhalten und wurden zur Auswertung der diskreten Phase verwendet. Indem diese Bilder von den originalen abgezogen wurden, konnten auch die Tracersignale isoliert werden. In [17] und [104] wurden nach der Bildbearbeitung mit dem Rauschfilter Kantendetektionsfilter verwendet, um die Partikel zu detektieren.

Khalitov und Longmire [56] entwickelten eine eigene Methode alle Objekte im Bild zu detektieren, die anschließend über ihre Intensität und Größe den Phasen zugeordnet werden konnten. Punkte, die zu einem lokalen Maximum eines annähernd Gauß-förmigen Signals gehören, erfüllen nach [119] die Bedingung

$$\frac{d^2 (\ln I)}{dx^2} < 0. \quad (3.1)$$

Diese Bedingung wurde von Khalitov und Longmire als ein Satz diskreter Bedingungen umformuliert:

$$I_{i,j}^2 > I_{i,j-1} I_{i,j+1} \quad (3.2)$$

$$I_{i,j}^2 > I_{i-1,j} I_{i+1,j} \quad (3.3)$$

$$I_{i,j}^2 > I_{i-1,j+1} I_{i+1,j-1} \quad (3.4)$$

$$I_{i,j}^2 > I_{i-1,j-1} I_{i+1,j+1} \quad (3.5)$$

Diese Bedingungen sind in der Regel auch für einen Bereich um das punktförmige Maximum herum erfüllt. Alle Punkte, für die diese Bedingung erfüllt ist, wurden als Objekt identifiziert. Da dieses Verfahren anfällig für hochfrequentes Rauschen ist, wurde vorher die folgende Glättung durchgeführt:

$$I_{i,j}^{neu} = \frac{1}{c+4} (cI_{i,j} + I_{i-1,j} + I_{i+1,j} + I_{i,j-1} + I_{i,j+1}) \quad (3.6)$$

Diese Operation ist für  $c > 1$  eine eher schwache Glättung und wurde deshalb mehrmals durchgeführt.

Cheng [24] nutzte das Verfahren von Khalitov und Longmire, musste aber zusätzliche Strategien zur Rauschunterdrückung anwenden, um gute Ergebnisse zu erzielen.

Die Bildverarbeitungsoperationen für die Phasentrennung sind im Allgemeinen vom experimentellen Aufbau und vom betrachteten Problem abhängig und werden deshalb von den Autoren immer wieder angepasst, sodass kein allgemein anerkanntes Prinzip zur Phasentrennung existiert. Oft werden viele verschiedene Operationen benötigt, sodass in manchen Publikationen nicht alle verwendeten Operationen beschrieben werden, wie zum Beispiel in [1] und [103].

## 3.3 Laserinduzierte Fluoreszenz

Mittels laserinduzierter Fluoreszenz werden Spezieskonzentrationen oder deren räumliche Verteilung bestimmt. Sie basiert auf der resonanten Wechselwirkung von Licht und Molekülen, deren Grundlagen erst dargestellt werden, bevor auf die tatsächliche Messmethode eingegangen wird.

### 3.3.1 Resonante Wechselwirkung von Licht und Molekülen

In der Quantenmechanik wird Licht auch als Teilchen betrachtet und wird dann als Photon bezeichnet. Dabei kann die Energie eines Photons  $E$  über das Plancksche Wirkungsquantum  $h$  ( $6,626 \cdot 10^{-34} \text{ J} \cdot \text{s}$ ) mit seiner Frequenz verknüpft werden.

$$E = h \nu \quad (3.7)$$

Die Energie von Licht ist dadurch quantisiert und ist immer ein Vielfaches von bestimmten Photonenenergien.

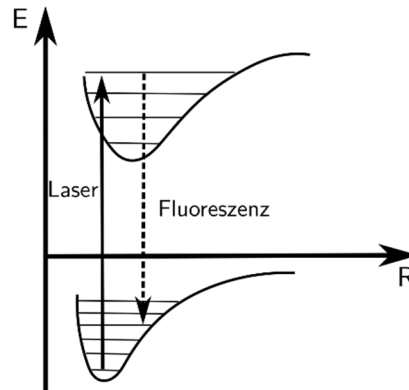


Abbildung 3.3: Schema des Potentials der Energiezustände eines Moleküls und des Energieübergangs bei der laserinduzierten Fluoreszenz. Nach [28]. Energiepotential über Kernabstand der Elektronen. Innerhalb der Potentiale der elektronischen Zustände stellen die Linien die Vibrationspotentiale dar.

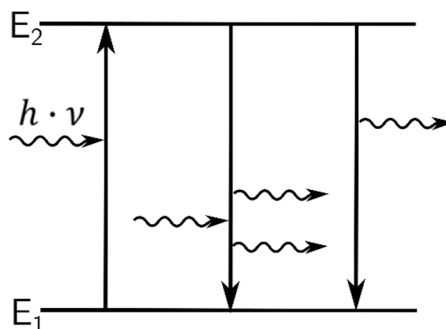


Abbildung 3.4: Wechselwirkung eines Zwei-Niveau-Systems mit Photonen. Nach [27]. Die Energiezustände  $E_1$  und  $E_2$  eines Moleküls Wechselwirken mit Photonen der Energie  $h \cdot \nu$ . Von links nach rechts Absorption, stimulierte Emission, spontane Emission.

Die Energie eines Moleküls kann nur bestimmte Zustände annehmen, wodurch seine Energiezustände also auch quantisiert sind. Der Energiezustand eines (mehratomigen) Moleküls wird durch den elektronischen, den Vibrations- und den Rotationszustand bestimmt. In der Regel befinden sich die Elektronen, die den elektronischen Zustand bestimmen, auch bei den Temperaturen in einer Flamme im elektronischen Grundzustand [41]. Die Moleküle haben darüber hinaus verschiedene diskrete Vibrations- und Rotationszustände deren Energien jedoch deutlich kleiner sind als die der elektronischen Zustände. Die Anzahl der möglichen Energiezustände steigt mit der Komplexität des Moleküls. Ein Schema der elektronischen und vibratorischen Energiezustände ist in Abbildung 3.3 dargestellt.

Bei der Wechselwirkung von Molekülen mit Photonen kann Absorption, stimulierte Emission und spontane Emission auftreten (siehe Abbildung 3.4). Wenn ein Photon auf ein Molekül trifft,

besteht eine gewisse Wahrscheinlichkeit, dass es absorbiert wird und das Molekül in einen höheren Energiezustand überführt. Voraussetzung dafür ist, dass die Energie des Photons der Energiedifferenz der beiden Energiezustände im Molekül entspricht. Die Absorptionswahrscheinlichkeit ist also von der Wellenlänge abhängig. Bei der spontanen Emission geht ein höherer Energiezustand statistisch nach einer Zeit wieder in den energetisch günstigen Grundzustand über. Dabei wird ein Photon emittiert, das der Energiedifferenz der Zustände entspricht. Ein Molekül geht nicht zwingend durch Abgabe eines Photons in einem Schritt von einem erhöhten Energiezustand in einen niedrigeren über. Das kann über mehrere Zwischenschritte erfolgen und kann auch über Stöße mit anderen Molekülen geschehen, anstatt durch die Emission eines Photons. Zur stimulierten Emission kann es kommen, wenn ein Photon passender Frequenz auf ein Molekül in einem erhöhten Energiezustand trifft. Dabei stimuliert das auftreffende Photon die Emission eines Photons. Die beiden Photonen haben dann dieselbe Frequenz und Phase, sind also kohärent.

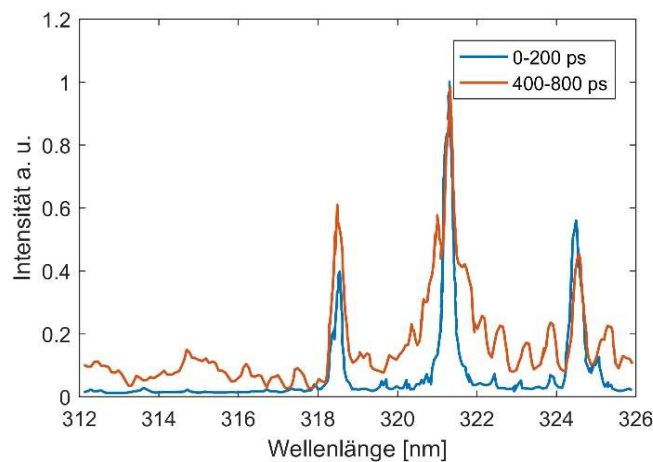


Abbildung 3.5: Spektrum der spontanen Emission des OH-Radikals bei Anregung der (2-0)  $Q_1$  Linie. Daten aus [60]. Die Intensität der einzelnen Linien ist zeitabhängig. Oben 0-200 ps; Unten 400-800 ps.

Jedem Übergang zwischen zwei Energieniveaus kann die Wellenlänge eines Photons zugeordnet werden, welches absorbiert oder emittiert wird. Diese Wellenlänge tritt als Linie im Spektrum eines Moleküls auf. Aus den einzelnen Linien ergibt sich das Spektrum eines Moleküls, bei dem die Absorptions- oder Emissionswahrscheinlichkeiten über der Wellenlänge aufgetragen sind. Ein Teil des Spektrums des OH-Radikals ist in Abbildung 3.5 dargestellt.

### 3.3.2 Planare laserinduzierte Fluoreszenz

Die resonante Wechselwirkung von Licht und Molekülen wird bei Messungen der planaren laserinduzierten Fluoreszenz benutzt, um die räumliche Verteilung von Konzentrationen bestimmter Moleküle zu bestimmen. Bei der laserinduzierten Fluoreszenz wird ein Molekül durch einen Laser, dessen Wellenlänge einem elektronischen Energieübergang eines Moleküls entspricht, angeregt. Durch spontane Emission fällt das Molekül nach einer gewissen Zeit wieder in den elektronischen Grundzustand zurück. Das Zurückfallen kann dabei auch über mehrere

Zwischenschritte, in denen das Molekül auch seinen Vibrations- und Rotationszustand ändert, erfolgen (siehe Abbildung 3.3). Dadurch ist die emittierte Wellenlänge oft größer als die eingestrahlte Laserwellenlänge.

Bei der planaren laserinduzierten Fluoreszenz (PLIF) wird der Laser wie bei PIV Messungen zu einem Lichtschnitt geformt und eine chemische Spezies in einer Ebene angeregt. Mit einer Kamera, die in der Regel senkrecht zum Lichtschnitt positioniert ist, kann das in der Regel rotverschobene Fluoreszenzsignal abgebildet werden. Mit geeigneten optischen Filtern kann die Anregungswellenlänge des Lasers geblockt werden.

In der Verbrennungsforschung wird PLIF häufig verwendet, um die Verteilung des OH-Radikals zu visualisieren. Bei der Verbrennung von Wasserstoff oder Kohlenwasserstoffen tritt OH als Zwischenprodukt in der Reaktionszone auf. Die OH-Konzentration steigt über die Flammenfront stark an, sodass der höchste Konzentrationsgradient sehr dicht an der Reaktionszone liegt und verbleibt in geringerer Konzentration im Abgas. Durch die Lokalisierung des höchsten Konzentrationsgradienten kann mit OH-PLIF die Position der Reaktionszone bestimmt werden.

In [13] und [4] wurde LIF verwendet, um die PAK-Verteilung in rußenden Flammen zu messen. Es wurden verschiedene Anregungswellenlängen verwendet und das emittierte Licht wurde mit Spektrometern detektiert. Da eine Vielzahl an unterschiedlichen PAKs in den Flammen gebildet werden und die einzelnen PAKs eine Vielzahl an Absorptions- und Emissionsbanden haben, lag breitbandiges Emissions- und Absorptionsverhalten vor, sodass keine einzelnen Spezies isoliert detektiert werden konnten. Es wird jedoch davon ausgegangen, dass bei Anregung mit UV-Licht die detektierte Fluoreszenz von PAKs stammt. In [42] wurde die PAK-Verteilung in einer gasstabilisierten Kohleflamme gemessen. Auf die spektralen Eigenschaften von einigen bei der Kohleverbrennung auftretenden Kohlenwasserstoffen wird in Abschnitt 5.4 eingegangen.



# 4 Die optisch zugängliche Kohlebrennkammer

Das Ziel des Brennkammerdesigns ist, die Lücke zwischen offenen, gasstabilisierten Laborflammen und reinen Staubflammen im Technikumsmaßstab zu schließen. Dabei soll die gute optische Zugänglichkeit offener Laborflammen beibehalten werden, aber eine geschlossene Brennkammer mit möglichst realitätsnaher Geometrie entwickelt werden. Gleichzeitig soll die Brennkammer gut numerisch abbildbar sein. Für das Design gib es also folgende Anforderungen:

1. Eine hervorragende optische Zugänglichkeit, um umfangreiche optische Messungen zu ermöglichen. Über die großzügigen Zugänge geht jedoch viel Strahlungswärme verloren, weshalb die Stabilisierung einer reinen Kohleflamme nicht möglich ist.
2. Eine möglichst realitätsnahe Geometrie, um möglichst viele Phänomene, die im Brennernahbereich von industriellen Brennern auftreten, abbilden zu können.
3. Eine geschlossene Brennkammer, um möglichst exakte und reproduzierbare Randbedingungen zu erhalten.
4. Gute numerische Abbildbarkeit, um Simulationen der Brennkammer zu vereinfachen. Dazu soll die Möglichkeit einer strukturierten Vergitterung der Brennkammer geschaffen werden.
5. Betreibbarkeit im Labor, da die laseroptischen Messtechniken nur mit großem Aufwand außerhalb des Laserlabors verwendet werden können.

Um eine möglichst realitätsnahe Geometrie zu verwirklichen, wird eine Brennkammer im Technikumsmaßstab als Vorlage verwendet. Die Vorlage wird dann soweit angepasst, dass die übrigen Anforderungen erfüllt werden.

## 4.1 Brennkammer des WSA als Vorlage

Als realitätsnahe Vorlage wurde die Oxyfuel-Kohlebrennkammer des Lehrstuhls für Wärme und Stoffübertragung (WSA) der Rheinisch-Westfälische Technische Hochschule Aachen (RWTH) verwendet. Dies ist eine Brennkammer mit selbsterhaltender Kohleflamme, die von gemauerten heißen Wänden eingefasst wird, sodass sie sich hervorragend als Vorlage eignet. Außerdem wird die Brennkammer in einem anderen experimentellen Teilprojekt des SFB/TRR 129 verwendet, sodass eine enge Zusammenarbeit und gegenseitige Unterstützung gegeben ist und Vergleiche zwischen den Messergebnissen an den beiden Brennkammern möglich sind.

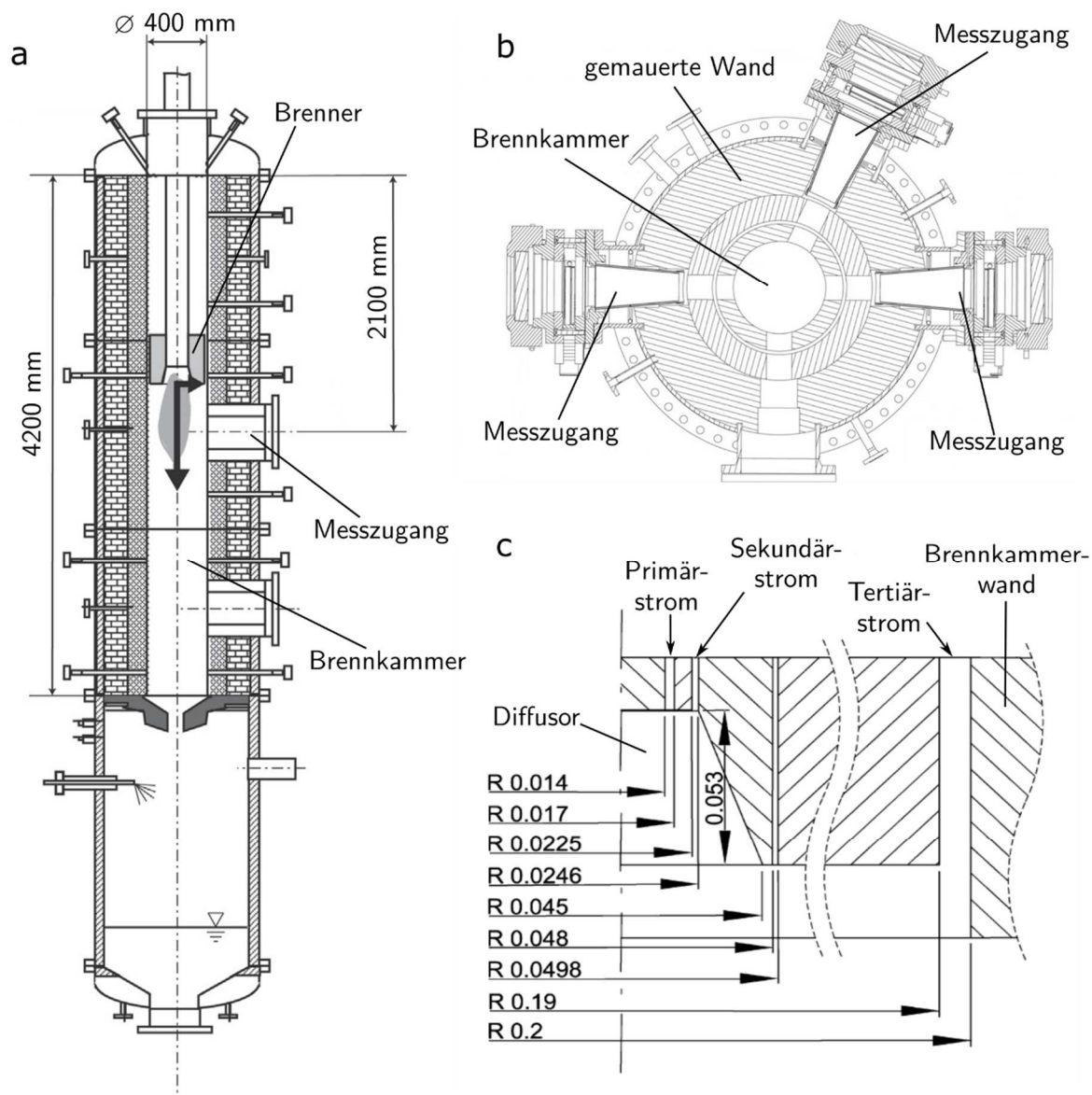


Abbildung 4.1: Kohlebrennkammer des WSA. a: Längsschnitt der Brennkammer des WSA. Nach [45]. b: Querschnitt der Brennkammer des WSA. Nach [44]. c: Abmessungen der Brennerdüse, des Diffusors und der Ausbrandluft. Nach [113].

In Abbildung 4.1 ist die Brennkammer des WSA in verschiedenen Schnitten zu sehen. Die Brennkammer hat einen inneren Durchmesser von  $400 \text{ mm}$ , ist etwa  $4 \text{ m}$  lang und besteht aus feuerfesten gemauerten Wänden, die im Betrieb so weit erhitzt werden, dass eine reine Staubflamme stabilisiert werden kann. Es wird, wie bei Forschungsbrennkammern üblich, von oben nach unten gefeuert, um Schmutzablagerungen im Brenner zu vermeiden. Die Brennkammer hat einen axialen lochförmigen Auslass, durch den die heißen Abgase aus der Brennkammer austreten. Der Brenner ist axial verfahrbar, damit der Abstand des Brenners zur Messebene variiert werden kann.

Als Vorlage für den Brenner dient ein  $40 \text{ kW}_{\text{th}}$  Brenner aus [113], der auch an der Brennkammer des WSA eingesetzt wurde. Die Brennerdüse besteht aus zwei Ringspalten, die konzentrisch um den zentralen Staukörper herum angeordnet sind (Abbildung 4.1 c). Durch den inneren Ringspalt wird die Primärluft, die den Brennstoff fördert, zugeführt. Durch den äußeren Ringspalt wird die

Sekundärluft, über die der Drall in die Strömung eingebracht wird, zugeführt. Der Drall der Sekundärluft und der zentrale Staukörper erzeugen die für die Stabilisierung der Flamme nötige Rezirkulationszone. Die Position der Rezirkulationszone und der Öffnungswinkel der Drallströmung werden von einem Diffusor, in den die beiden Strömungen münden, stabilisiert. Einen solchen Diffusor besitzen die meisten Kohlebrenner, während er bei Gasflammen unüblich ist. Außerhalb des Diffusors wird der Brennkammer eine Tertiärluft zugeführt, die jedoch nur den Austritt von heißem Gas aus der Brennkammer verhindert und sehr klein ist. Am Rand der Brennkammer wird die Ausbrandluft zugeführt. Da sie vor dem Eintritt in die Brennkammer schon an der heißen Wand entlangströmt, hat sie beim Eintritt in die Brennkammer bereits eine Temperatur von etwa 900 °C [113].

Der Staukörper des Brenners wird durch insgesamt 6 runde Zentrierstifte in zwei Ebenen gehalten, die 20 mm bzw. 40 mm stromauf der Brennerdüse liegen. PIV Messungen am Austritt des Primärspalts zeigten, dass die Totwassergebiete der Zentrierstifte am Spaltaustritt deutlich sichtbar sind. Der Drallerzeuger der Sekundärluft besteht aus drei angewinkelten und drei geraden Rohren, die in ein Plenum münden, welches stromauf des Sekundärspalts liegt. Über das Verhältnis der Volumenströme durch die geraden und angewinkelten Rohre kann der Drall variiert werden.

Die Messebene besteht aus drei optischen Zugängen (Abbildung 4.1 b). Ein optischer Zugang besteht aus einem Durchgang durch die Wand der Brennkammer, der auf der Rückseite mit einer Glasscheibe verschlossen ist. Zum Schutz der Scheibe vor Verschmutzung wird die Scheibe stetig mit Luft gespült, die an der Innenseite des Zugangs wieder abgesaugt wird. Über die drei Zugänge können verschiedene Messtechniken auf die Flamme angewandt werden. Einige der an der Kammer durchgeführten Messungen wurden bereits in Abschnitt 1.2.3 vorgestellt.

## 4.2 Brenner

In Abbildung 4.2 ist der neu konstruierte Brenner zu sehen. Die Geometrie der Brennerdüse und des Diffusors ist identisch mit der Vorlage, während das Innere des Brenners angepasst wurde.

Eine Besonderheit des Brenners ist der optisch zugängliche Diffusor. Der Flammenfuß, von dem aus die Flamme sich ausbreitet, liegt bei Kohlebrennern immer innerhalb des Diffusors. Für die Flammenstabilisierung ist diese Region daher von besonderem Interesse. Bisher waren nicht-invasive Messungen innerhalb des Diffusors eines Kohlebrenners nicht möglich. Der hier verwendete Glasdiffusor besteht aus Quarzglas, damit er nicht durch die hohen Temperaturgradienten geschädigt wird und damit Messungen mit UV-Licht möglich sind. Der Diffusor wird mit weichem Dichtmaterial eingefasst, um Schädigungen durch Temperaturdehnungen des Metalls zu verhindern. Dies macht eine exakte Positionierung jedoch schwierig, sodass es zu einer kleinen Asymmetrie hinsichtlich der Zentrierung kommen kann.

Für Messungen ist es von großem Vorteil, wenn die Flamme rotationssymmetrisch ist, da dann nicht das ganze Volumen vermessen werden muss, sondern eine Vermessung der Mittelebene ausreicht. Die durch die Zentrierstifte des Staukörpers hervorgerufenen Nachläufe wurden beim

neuen Brenner stark reduziert. Der Staukörper wird durch drei 0,75 mm dicke Zentrierstifte zentriert, die ein aerodynamisches Profil (NACA0021) aufweisen und 87 mm Abstand vom Spaltaustritt haben. Strömungssimulationen konnten zeigen, dass die Nachläufe der Profile bis zum Spaltaustritt abgeklungen sind.

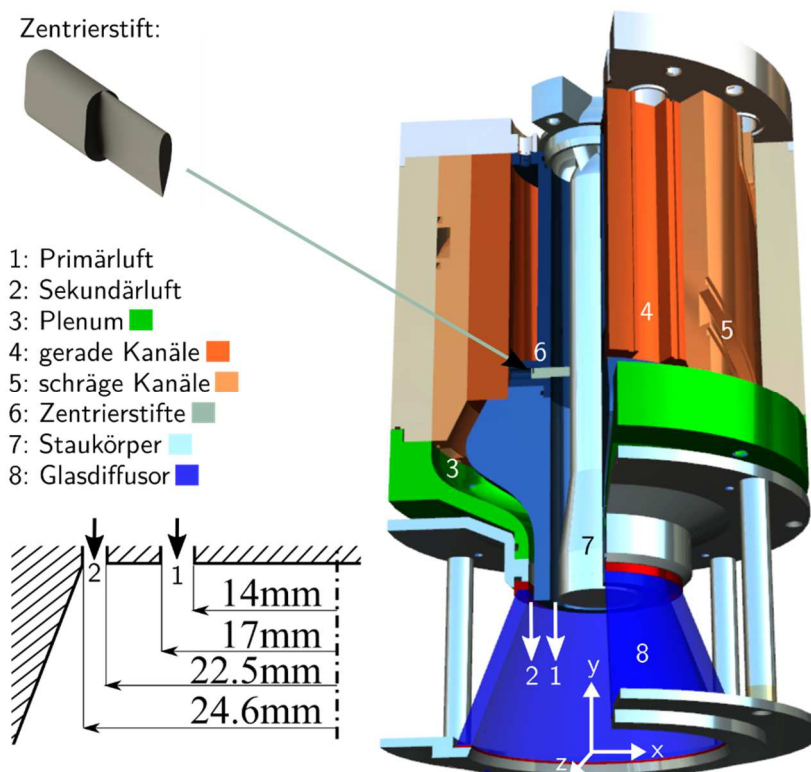


Abbildung 4.2: Neu konstruierter Brenner. Ursprung des Koordinatensystems auf der zentralen Achse auf Höhe des Diffusoraustritts.

Der Drallerzeuger wurde ähnlich wie bei der Vorlage realisiert. Jeweils vier gerade und schräge Kanäle münden in ein Plenum, das in den Sekundärspalt übergeht. Durch die ähnliche Konstruktion wird eine vergleichbare Turbulenzproduktion erwartet. Im Unterschied zum Original sind die Kanäle rechteckig und nicht rund, wodurch eine strukturierte Vergitterung des Inneren des Brenners für numerische Simulationen ermöglicht wird.

### 4.3 Brennkammer

Die neu konstruierte Brennkammer ist in Abbildung 4.3 dargestellt. Der größte Unterschied zur originalen Brennkammer ist die Länge von nur 600 mm. Die Kürzung ist nötig, um die Brennkammer im Labor betreiben zu können, was die Messungen stark vereinfacht. Dadurch wird jedoch der Koksabbbrand frühzeitig gestoppt, sodass sich die Untersuchungen an der Brennkammer auf die volatile Verbrennung oder die Frühphase des Koksabbrandes konzentrieren müssen.

Der optische Zugang wird durch große Quarzglasfenster an allen Seiten der Brennkammer sichergestellt. Durch die großen, ebenen Fenster muss der Querschnitt der Brennkammer rechteckig sein. Die Zuführung der Ausbrandluft ist wie im Original ein Ringspalt mit einem Durchmesser von

400 mm. Die eckige Kammer und der ringförmige Ringspalt bringen jedoch ein Problem bei der Vergitterung der Kammer mit sich, da der Abstand von Ringspalt und Außenwand zu stark variiert. Um die Variation dieses Abstandes zu begrenzen, sind die Ecken der Kammer mit Blechen abgerundet, sodass der maximale Abstand von Ringspalt und Außenwand 35 mm beträgt. Damit der Abstand nicht auf null ausläuft, ist die Breite der Kammer von Fenster zu Fenster 420 mm statt 400 mm.

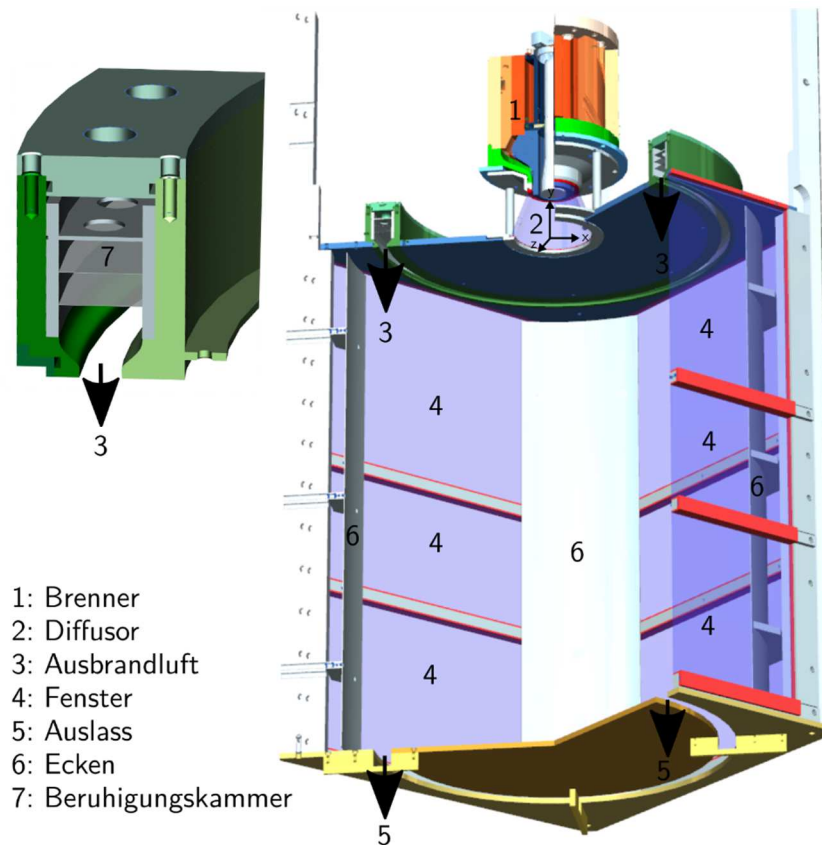


Abbildung 4.3: Neu konstruierte Brennkammer. Ursprung des Koordinatensystems auf der zentralen Achse auf Höhe des Diffusoraustritts.

Die Ausbrandluft wird vor ihrem Eintritt in die Brennkammer durch eine Beruhigungskammer geleitet, die für eine gleichmäßige rotationssymmetrische Verteilung sorgt. Die Luft wird über 32 gleichmäßig auf der Oberseite verteilte Schläuche der Beruhigungskammer zugeführt. In der Beruhigungskammer wird die Luft zuerst durch ein Blech mithilfe von 64 gleichmäßig verteilten Löchern weiter verteilt und strömt dann durch zwei Gitter mit 0,5 mm und 0,2 mm Maschenweite. Im Anschluss wird die Luft durch eine Düse geleitet. Bei Messungen im Diffusor versperrt die Zuführung der Ausbrandluft die Sicht auf den Diffusor und muss demontiert werden. Es wird davon ausgegangen, dass die Ausbrandluft durch ihre weit entfernte Zuführung nur einen kleinen Effekt auf die diffusornahen Prozesse hat.

Die Brennkammer ist auch für Messungen mit Diodenlaser-Absorptionsspektroskopie (TDLAS) ausgelegt ([19, 20]). Bei der TDLAS werden gekeilte Fenster eingesetzt, die sich aus Kostengründen nicht über die gesamten Brennkammerwände erstrecken können. Deshalb sind die Brennkammerwände dreigeteilt, sodass die gekeilten Fenster nur einen kleinen Teil der

Brennkammerwand ausfüllen müssen und bei Änderung der Messposition ummontiert werden können. Die Teilung ist 250 mm, 200 mm und 150 mm, sodass je nach Anordnung an jeder Stelle gemessen werden kann.

### 4.4 Partikeldosierer

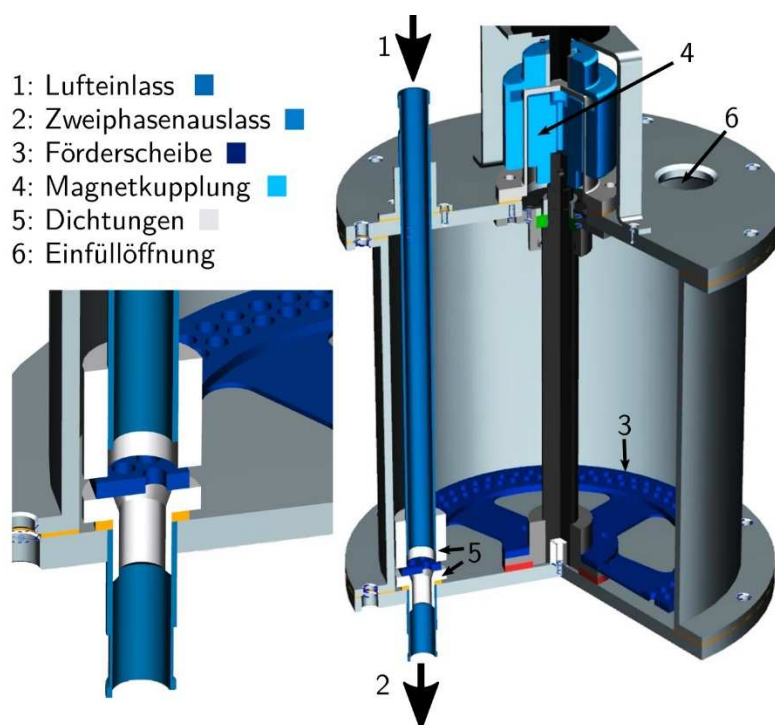


Abbildung 4.4: Partikeldosierer.

Während die Massenströme der Gase sehr genau mit kommerziell verfügbaren Geräten geregelt werden können (z. B. Bronkhorst EL-Flow Messfehler  $< 1\%$ ), ist dies bei Brennstoffpartikeln nicht ab initio möglich. Zwar sind auch für die Partikeldosierung Geräte kommerziell verfügbar, jedoch ist ihre Dosierpräzision nicht mit der kommerzieller Massenstromregler für Gase vergleichbar. Die Probleme entstehen hauptsächlich durch die Kohäsionskräfte der Partikel untereinander und zwischen Partikeln und Wänden. In der Regel wird unter anderem die Schwerkraft benötigt, um die Partikel zu fördern, während die Kohäsionskräfte immer eine Störgröße sind. Beim Dosieren kleiner Mengen feiner Partikel wird das Verhältnis der Volumenkräfte zu den Oberflächenkräften der Wände und der Partikel untereinander ungünstig. Das genaue Dosieren in den kleinen Forschungsbrennkammern stellt häufig ein Problem dar [18].

Für diese Arbeit wird eine eigene Konstruktion für den Partikeldosierer verwendet, welche in Abbildung 4.4 dargestellt ist. Der Zylinder wird mit Partikeln befüllt und luftdicht verschlossen. Die Partikel setzen sich dann in die Taschen der Förderscheibe. Die Förderscheibe wird von einem Schrittmotor, der über eine Magnetkupplung mit der Welle der Förderscheibe verbunden ist, angetrieben. Der äußere Rand der Förderscheibe dreht sich durch eine Aussparung in einem Rohr, das stetig mit Luft durchströmt wird, die die Partikel aus den Taschen bläst. Die partikelbeladene

Strömung tritt anschließend über das Rohr aus. Über die Drehgeschwindigkeit der Förderscheibe lässt sich der Partikelmassenstrom steuern.

Das Gesamtsystem steht auf einer Wägezelle. Aus dem Massenverlust lässt sich der Partikelmassenstrom ableiten. Es wiegt unbefüllt nur knapp 3 kg und steht auf einer Wägezelle mit einem Maximalgewicht von 7 kg und einer Auflösung von 1 g. Für die Messung des Partikelmassenstroms muss über eine gewisse Zeit gemittelt werden, um eine präzise Messung zu erhalten. Bei einem typischen Massenstrom von 3 kg/h kann mit einer Mittelungszeit von 60 s ein Messfehler von nur 2 % erreicht werden. Bei kleineren Massenströmen steigt der Messfehler, falls die Mittelungszeit nicht erhöht werden kann.

## 4.5 Betriebspunkte

Wie in Abschnitt 1.3 beschrieben, ist die Strategie für die Untersuchungen zuerst physikalisch einfache Konfigurationen zu untersuchen und von dort die Komplexität schrittweise zu erhöhen. Es wird zuerst die nicht-reagierende Einphasenströmung, dann die reagierende Einphasenströmung, dann die nicht-reagierende Zweiphasenströmung und zum Schluss die reagierende Zweiphasenströmung untersucht. Es werden Betriebspunkte gesucht, die für alle diese Konfigurationen stabil brennen.

*Tabelle 4.1: Einige Parameter der Betriebspunkte der Einphasenströmungen. I: Primärluft; II: Sekundärluft; III: Tertiärluft*

| Betriebspunkt                                                   | NRAir   | NR25    | NR30    | RAir    | R25     | R30     |
|-----------------------------------------------------------------|---------|---------|---------|---------|---------|---------|
| Oxidator Luft/O <sub>2</sub> /CO <sub>2</sub> (Vol.-%)          | 100/0/0 | 0/25/75 | 0/30/70 | 100/0/0 | 0/25/75 | 0/30/70 |
| Thermische Leistung                                             | 0       | 0       | 0       | 20      | 20      | 20      |
| ax. Impulsfluss I (kg · m/s <sup>2</sup> ) · 10 <sup>-3</sup>   | 68,4    | 34,5    | 34,9    | 68,5    | 34,5    | 34,9    |
| ax. Impulsfluss II (kg · m/s <sup>2</sup> ) · 10 <sup>-3</sup>  | 113     | 59,9    | 60,1    | 114     | 59,9    | 60,1    |
| tan. Impulsfluss II (kg · m/s <sup>2</sup> ) · 10 <sup>-3</sup> | 91,0    | 47,2    | 47,5    | 91,0    | 47,2    | 47,5    |
| ax. Impulsfluss III (kg · m/s <sup>2</sup> ) · 10 <sup>-3</sup> | 43,5    | 22,6    | 22,7    | 43,5    | 22,6    | 22,7    |
| Luftzahl I                                                      | -       | -       | -       | 0,62    | 0,42    | 0,51    |
| Luftzahl I+II                                                   | -       | -       | -       | 1,56    | 1,10    | 1,33    |
| Luftzahl I+II+III                                               | -       | -       | -       | 5,16    | 3,75    | 4,54    |
| Drallzahl I+II                                                  | 0,47    | 0,47    | 0,47    | 0,47    | 0,47    | 0,47    |
| Reynolds-Zahl I                                                 | 2765    | 2649    | 2599    | 2839    | 2650    | 2609    |
| Reynolds-Zahl II                                                | 3080    | 2998    | 2932    | 3080    | 2998    | 2932    |
| Reynolds-Zahl III                                               | 1135    | 1103    | 1079    | 1135    | 1103    | 1079    |

Die Betriebspunkte sollen folgende Anforderungen erfüllen:

1. Es werden Betriebspunkte mit einer Luft-Atmosphäre und mit zwei Oxyfuel-Atmosphären mit unterschiedlicher Sauerstoffkonzentration benötigt.
2. Die Volumenströme sollten sich beim Übergang von nicht-reagierender Einphasenströmung auf reagierender Zweiphasenströmung möglichst wenig ändern.
3. Die Impulsströme bestimmen die Aerodynamik des Brenners. Damit der Brenner bei allen Atmosphären optimal funktioniert, sollen die Verhältnisse der Impulsströme möglichst gleich sein.
4. Die Flamme soll möglichst stabil und kompakt brennen, um numerische Simulationen zu vereinfachen.

In Tabelle 4.1 sind einige ausgewählte Parameter der Betriebspunkte aufgeführt; in Tabelle 4.2 die Volumenströme. Als Sauerstoffkonzentrationen für die Oxyfuel-Betriebspunkte wurden 25 % und 30 % gewählt. Die Volumenströme sind so gewählt, dass sie sich zwischen nicht-reagierender und reagierender Einphasenströmung nicht ändern. Lediglich im Primärstrom wird eine kleine Anpassung vorgenommen, sodass sich beim Ersetzen des Methans mit Luft der Impulsfluss nicht ändert. Bei den Zweiphasenströmungen werden zusätzlich Partikel eingebracht, ohne dass die Volumenströme der Gase geändert werden müssen. Die globalen Luftzahlen der Gasflammen sind groß genug, um zusätzlichen Festbrennstoff verbrennen zu können.

*Tabelle 4.2: Volumenströme der Betriebspunkte. I: Primärluft; II: Sekundärluft; III: Tertiärluft.  $\dot{V}$ : Volumenstrom.*

| Betriebspunkt                                                 | NRAir | NR25  | NR30 | RAir  | R25   | R30   |
|---------------------------------------------------------------|-------|-------|------|-------|-------|-------|
| $\dot{V}$ I CH <sub>4</sub> (m <sup>3</sup> <sub>n</sub> /h)  | 0     | 0     | 0    | 2,01  | 2,01  | 2,01  |
| $\dot{V}$ I Oxidator (m <sup>3</sup> <sub>n</sub> /h)         | 13,55 | 8,05  | 8,16 | 12,00 | 6,68  | 6,78  |
| $\dot{V}$ II Oxidator (m <sup>3</sup> <sub>n</sub> /h) gerade | 5,97  | 3,75  | 3,76 | 5,97  | 3,75  | 3,76  |
| $\dot{V}$ II Oxidator (m <sup>3</sup> <sub>n</sub> /h) schräg | 12,02 | 7,18  | 7,27 | 12,02 | 7,18  | 7,27  |
| $\dot{V}$ III Oxidator (m <sup>3</sup> <sub>n</sub> /h)       | 69,95 | 42,16 | 42,6 | 69,95 | 42,16 | 42,60 |

Die Verhältnisse der Impulsflüsse der einzelnen Strömungen sind bei allen Atmosphären gleich, damit die Aerodynamik des Brenners nicht zu stark verändert wird. Die Werte für die Impulsflüsse gleichen der Flamme aus [113]. Die Ausbrandluft in [113] tritt mit einer Temperatur von 900 °C in die Brennkammer ein, da sie schon oberhalb der Brennebene an der heißen Wand der Brennkammer entlanggeführt wird (Abbildung 4.1 a). Da diese Temperatur in der optisch zugänglichen Brennkammer nicht realisierbar ist, muss der Volumenstrom der Ausbrandluft erhöht werden, um den Impulsstrom beizubehalten, was zu den hohen globalen Luftzahlen führt. Die lokalen Luftzahlen (Primärstrom und Sekundärstrom) der Flammen wurden so angepasst, dass sie stabil und kompakt brennen.

Die Gasflammen sind in Abbildung 4.5 abgebildet. Auf den Fotografien ist die Chemilumineszenz der Gasflamme über 20 s gemittelt zu sehen. Es ist zu sehen, dass die Flammen recht kurz und



kompakt sind; lediglich die Flamme bei R25 ist geringfügig länger. Die Hauptflamme bildet sich in allen Betriebspunkten in der Mitte des Diffusors aus und brennt von dort weiter in die Brennkammer hinein. Bei RAir ist die Hauptflamme im Diffusor am stärksten, während sie bei R25 erst in der Brennkammer stark brennt. Es fällt außerdem auf, dass die Gasflammen bei RAir und R30 neben der zentralen Hauptflamme kleine Seitenflammen ausbilden, die sich zwischen Primär- und Sekundärspalt bilden. Diese Seitenflammen bilden sich nicht direkt nach der Zündung aus, sondern zünden erst zufällig nach einer gewissen Zeit. Ihre Zündung lässt sich jedoch durch ein Abmagern des Primärstroms in den zündfähigen Bereich forcieren. Bei dem Betriebspunkt R25 lassen sich die Seitenflammen nicht stabilisieren. Damit die Messungen nicht durch eine unbemerkte Änderung der Flammenkonfiguration verfälscht werden, werden die Seitenflammen bei RAir und R30 immer forciert.



Abbildung 4.5: Fotografieren der Chemilumineszenz der drei Gasflammen. Belichtungszeit 20s.

Für die nicht-reagierende Zweiphasenströmung werden der Strömung sphärische Partikel zugegeben. Diese werden verwendet, um genaue Randbedingungen angeben zu können. Die Form von nicht-sphärischen Partikeln wäre schwer zu charakterisieren. Es werden unterschiedliche Partikelmassenströme von 0,1 kg/h, 0,5 kg/h und 2,0 kg/h verwendet. Die Partikel bestehen aus 75 % Aluminiumoxid und 25 % Siliziumdioxid, woraus sich eine Dichte von  $\rho_p = 3,6 \text{ g/cm}^3$  ergibt. Die Partikelgrößenverteilung (Tabelle 4.3) zeigt scharfe Kanten bei den Siebmaschenweiten 40  $\mu\text{m}$  und 80  $\mu\text{m}$ . Der mittlere Durchmesser liegt bei  $d_p = 55 \mu\text{m}$ . Die mittlere Relaxationszeit (siehe Formel (2.9)) dieser Partikel entspricht der Relaxationszeit von Kohlepartikeln ( $\rho_p = 1,2 \text{ g/cm}^3$ ) mit  $d_p = 95 \mu\text{m}$ .

Tabelle 4.3: Partikelgrößenverteilung der sphärischen Partikel.

| Fraktion [ $\mu\text{m}$ ]                       | <30 | <36 | <43  | <51  | <61  | <73  | <87  | <103 |
|--------------------------------------------------|-----|-----|------|------|------|------|------|------|
| Al <sub>2</sub> O <sub>3</sub> Partikel [Vol.-%] | 0   | 2,1 | 13,7 | 35,7 | 64,4 | 88,3 | 99,8 | 100  |

Bei den gasstabilisierten Kohleflammen wird der Festbrennstoff in die Gasflammen gegeben ohne deren Volumenströme zu ändern. Um die typischen Kohlesorten zu verwenden wird in dieser Arbeit eine Braunkohle (Rheinische Braunkohle) und eine Steinkohle (Prosper-Haniel) verwendet. Die Partikelgrößenverteilungen der beiden Kohlen sind in Tabelle 4.4 aufgelistet. Die Steinkohle ist feiner gemahlen als die Braunkohle.

Tabelle 4.4: Partikelgrößenverteilung der verwendeten Festbrennstoffe.

| Fraktion [ $\mu\text{m}$ ] | <4,5 | <11  | <25  | <45  | <75  | <105 | <215 | <515 |
|----------------------------|------|------|------|------|------|------|------|------|
| RBK [Vol.-%]               | 15,7 | 32,1 | 51,8 | 64,1 | 71,9 | 74,4 | 86,2 | 93,3 |
| PH [Vol.-%]                | 19,8 | 41,6 | 63,9 | 76,7 | 82,1 | 83,4 | 94,0 | 100  |

In Tabelle 4.5 sind die Proximat- und Ultimatanalysen der beiden Kohlen angegeben. Die Braunkohle hat einen deutlich höheren Sauerstoffgehalt als die Steinkohle (Vergleich Abbildung 2.7). Der für diese Arbeit wichtige Unterschied liegt in dem höheren Volatilenanteil der Braunkohle von 44,99 Gew.-% gegenüber 28,28 Gew.-% bei der Steinkohle. Der Heizwert der Steinkohle liegt deutlich höher als der der Braunkohle.

Tabelle 4.5: Proximat- und Ultimatanalyse der verwendeten Festbrennstoffe. RBK: Rheinische Braunkohle; PH: Prosper-Haniel Steinkohle

| Komponente             | Einheit  | RBK   | PH    |
|------------------------|----------|-------|-------|
| Kohlenstoff            | [Gew.-%] | 58,21 | 81,12 |
| Wasserstoff            | [Gew.-%] | 4,00  | 4,76  |
| Stickstoff             | [Gew.-%] | 0,83  | 1,57  |
| Schwefel               | [Gew.-%] | 0,37  | 0,34  |
| Sauerstoff             | [Gew.-%] | 21,94 | 2,72  |
| Asche                  | [Gew.-%] | 5,52  | 8,41  |
| Wasser                 | [Gew.-%] | 9,13  | 1,08  |
| Flüchtige Bestandteile | [Gew.-%] | 44,99 | 28,28 |
| unterer Heizwert       | [MJ/kg]  | 21,42 | 31,32 |

Beide Kohlen werden mit zwei unterschiedlichen Partikelbeladungen verwendet; jeweils mit 7  $\text{kW}_{\text{th}}$  und mit 20  $\text{kW}_{\text{th}}$  thermischer Leistung aus Kohle. Die Gasflamme mit 20  $\text{kW}_{\text{th}}$  thermischer Leistung ist als Stützflamme immer vorhanden. In Abbildung 4.6 sind Fotografien der drei Atmosphären mit beiden Kohlen und jeweils 27  $\text{kW}_{\text{th}}$  und 40  $\text{kW}_{\text{th}}$ . Zur besseren Vergleichbarkeit wurden alle Flammen gleich belichtet, obwohl dadurch einige Fotos überbelichtet wurden. Alle Flammen ragen deutlich weiter als die Gasflammen in die Brennkammer hinein. Wie zu erwarten sind die Flammen mit 40  $\text{kW}_{\text{th}}$  heller als die Flammen mit 27  $\text{kW}_{\text{th}}$ . Die Flammen bei R25 sind, wahrscheinlich aufgrund der geringeren Reaktivität, weniger hell als die Flammen bei RAir und R30, die vergleichbar hell sind. Der Öffnungswinkel der Flammen unter dem Diffusor ist bei den

Flammen unterschiedlich. Bei der R25 Atmosphäre ist er kleiner als bei RAir und R30. Bei R25 wird die Flamme erst eingeschnürt, bevor sie weiter stromab stark aufgeht. Manche Flammen liegen beim Eintritt in die Brennkammer an der Diffusorwand an, während andere etwas Abstand von der Wand haben.

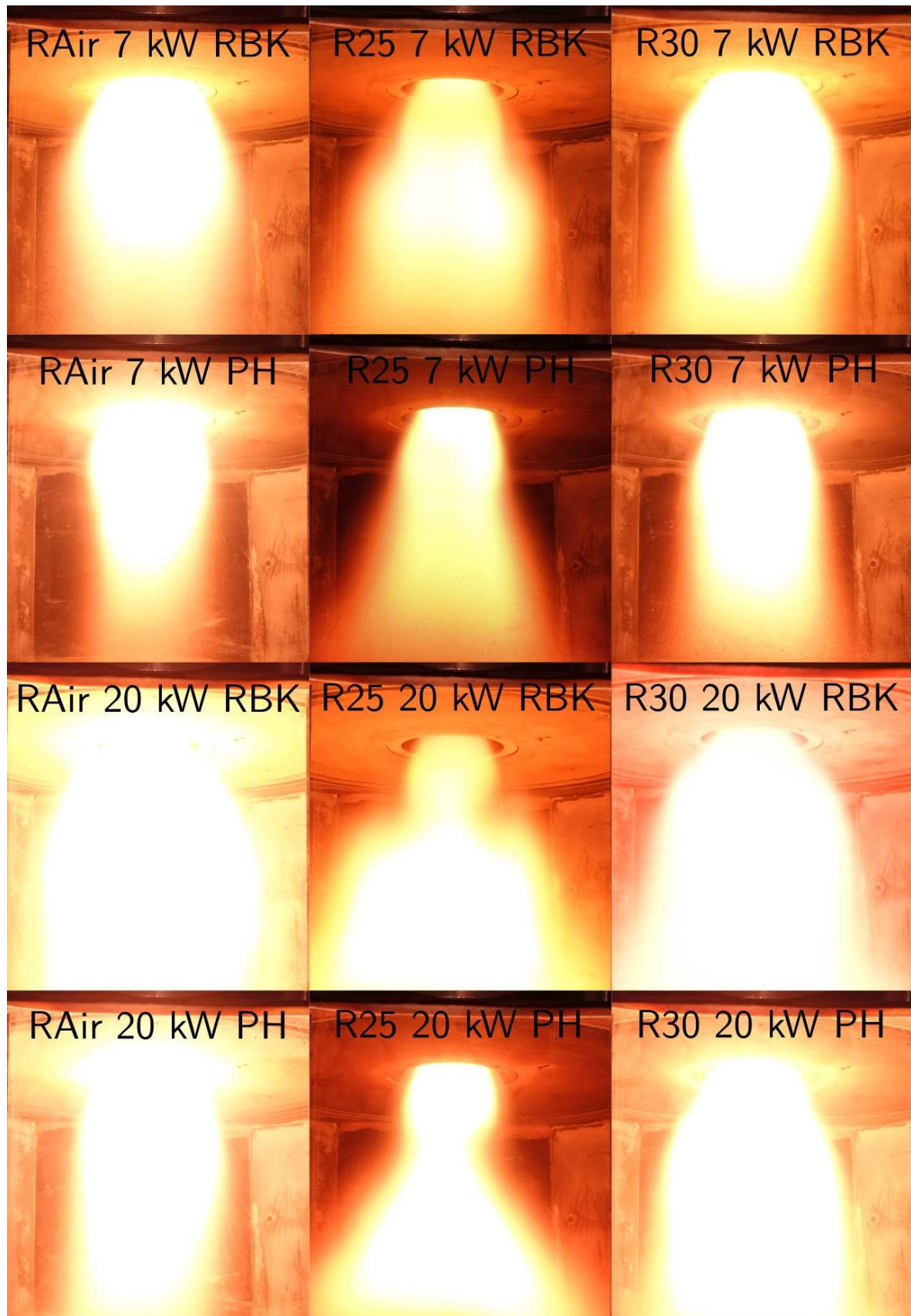


Abbildung 4.6: Gasstabilisierte Kohleflammen.  $20 \text{ kW}_{th}$  Methan + 7 oder  $20 \text{ kW}_{th}$  Kohle. RBK: Rheinische Braunkohle; PH: Prosper-Haniel Steinkohle. Belichtungszeit 5 s;  $f\#11$ ; Iso-125

## 5 Messungen und Datenauswertung

Die in dieser Arbeit vorgestellten Daten beruhen auf drei Messkampagnen. Zuerst werden die Messungen zur Einphasenströmung vorgestellt, bei denen in einer Messkampagne PIV an der reaktiven und nicht-reaktiven Strömung durchgeführt wurde. Danach folgt die zweite Kampagne mit OH-PLIF Messungen in der reaktiven Strömung. Die nicht-reagierende und die reagierende Zweiphasenströmung wurden in einem Messaufbau, in dem Zweiphasen-PIV und an der reagierenden Strömung simultan LIF an aromatischen Kohlenwasserstoffen (AK) realisiert wurde, charakterisiert. Keine dieser Messungen wurden mit hoher Wiederholfrequenz ausgeführt, sondern waren paarweise statistisch unabhängig, sodass der Fokus auf den Mittelwerten der statistisch stationären Strömung liegt.

Bei den Messungen wurde der Brennnahbereich, in dem sich die Gasflamme stabilisiert, untersucht. Die verwendeten Messbereiche sind in **Fehler! Verweisquelle konnte nicht gefunden werden.** skizziert. Im Diffusor wurde immer eine Seite von der Achse des Brenners bis zur Diffusorwand vermessen (Messbereich 1). In der Brennkammer wurden je nach Messung zwei unterschiedliche Messbereiche verwendet. Messbereich 2 ist symmetrisch um die Mittelachse und erstreckt sich vom Diffusoraustritt bis etwa zum Ende der Rezirkulationszone. Messbereich 3 erstreckt sich nur über eine Seite am Diffusoraustritt.

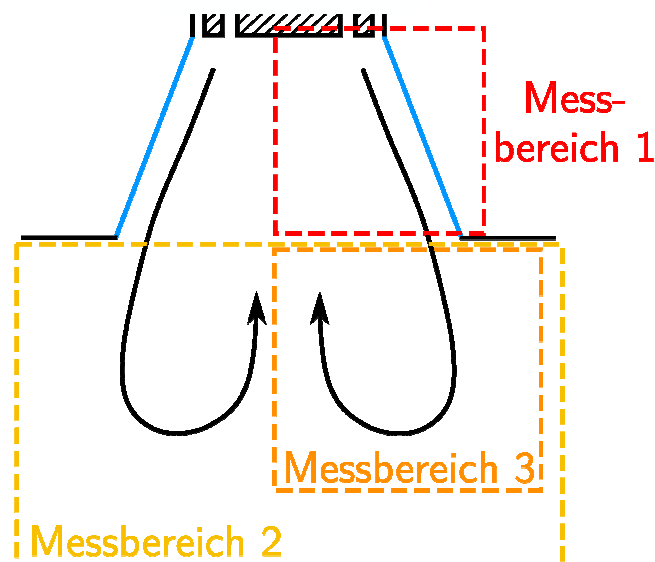


Abbildung 5.1: Bei den Messungen verwendete Messbereiche. Messbereich 1 im Diffusor. Messbereiche 2 und 3 in der Brennkammer.

## 5.1 Geschwindigkeitsmessungen in der Einphasenströmung

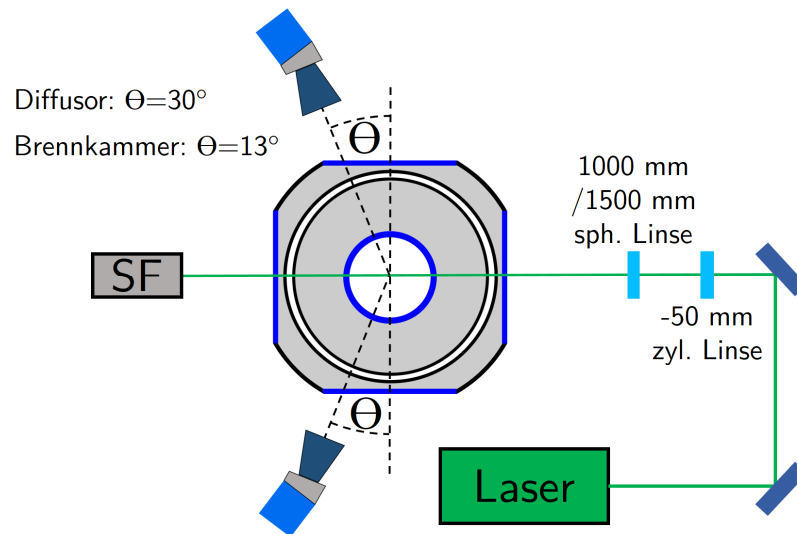


Abbildung 5.2: Messaufbau für die PIV-Messungen der Einphasenströmung. SF: Strahlenfalle.

Die sich ausbildende Einphasenströmung ist aufgrund der Einströmbedingungen dreidimensional, sodass ein stereoskopischer PIV Aufbau zur Bestimmung aller Geschwindigkeitskomponenten ausgewählt wurde. Der Messaufbau ist in Abbildung 5.2 skizziert. Es wurde im Diffusor in Messbereich 1 und in der Brennkammer in Messbereich 2 gemessen (**Fehler! Verweisquelle konnte nicht gefunden werden.**). Für jeden Betriebspunkt der nicht-reagierenden Strömung (NRAir, NR25 und NR30) wurden 500 Einzelaufnahmen gemacht und für jeden Betriebspunkt der reagierenden Strömung (RAir, R25 und R30) 1000. Die Repetitionsrate betrug 10 Hz.

Der Lichtschnitt wurde mit dem Strahl eines frequenzverdoppelten Nd:YAG-Lasers (New Wave Gemini), der durch eine zylindrische und eine sphärische Linse geführt wurde, erzeugt. Die erste zylindrische Linse weitete den Strahl vertikal auf. Die zweite sphärische Linse begrenzte die Aufweitung und fokussierte den Strahl horizontal. Die Lichtschnittdicke wurde mit der Positionierung der sphärischen Linse eingestellt. Bei den Messungen im Diffusor wurde sie mit einer 1000 mm Linse auf 0,2 mm eingestellt und am Brennkammereintritt mit einer 1500 mm Linse auf 1,6 mm. Der zeitliche Abstand der beiden Laserpulse betrug bei den Messungen im Diffusor 10  $\mu\text{s}$ . In der Brennkammer betrug er 30  $\mu\text{s}$  bei den Betriebspunkten in Luft und 50  $\mu\text{s}$  bei den Betriebspunkten mit den Oxyfuel-Atmosphären.

Zur Detektion der Mie-Streuung wurden zwei Kamerasysteme eingesetzt, die den Lichtschnitt in einer stereoskopischen Vorwärts/Vorwärts-Anordnung abbildeten. Mit einer Vorwärts/Rückwärts-Anordnung hätte in der Brennkammer aufgrund der Sichtbehinderung durch die Ekelemente nicht gemessen werden können. Bei den Messungen im Diffusor wurden die Kamerasysteme um 30° zur Normalen der Messebene geneigt, was als optimal gilt [67]. Bei den Messungen in der Brennkammer musste dieser Winkel aufgrund der Ekelemente auf 13° reduziert

werden. Die Schärfeebene wurde mithilfe von Scheimpflugadaptern geneigt, sodass sie auf die Messebene eingestellt werden konnte. Die Kamerasysteme bestanden jeweils aus einer sCMOS Kamera (LaVision, imager sCMOS, 2560x2160 pixel, 16 bit), einem Objektiv und einem Bandpassfilter für 532 nm. Bei den Messungen im Diffusor wurden 105 mm Makro Objektive (Sigma) und in der Brennkammer 60 mm Makro Objektive (Nikkor) jeweils auf Blende f/#8 eingesetzt. Dadurch ergaben sich Messbereiche von 55 x 41 mm<sup>2</sup> im Diffusor und 125 x 99 mm<sup>2</sup> in der Brennkammer. Die Rohbilder wurden mithilfe von 3D-Targets und anschließend mit einem Selbstkalibrationsverfahren [120] räumlich kalibriert. Bei den Messungen am Brennkammereintritt wurde ein Target mit 10 mm Punktabstand (LaVision 106-10) verwendet und für die Messungen im Diffusor ein Target mit 1 mm Punktabstand (LaVision, Type 11), dessen eine Seite passend zum Winkel des Diffusors abgefräst wurde, sodass eine Kalibrierung bis zur Diffusorwand realisiert werden konnte.

Für die Messungen der nicht-reagierenden Strömung wurden allen drei Strömen mithilfe von Tröpfchenseedern (Palas, AGF 10.0) etwa 0,5 µm große Tröpfchen aus Silikonöl (3 cSt) zugesetzt. Für die Messungen der reaktiven Strömung wurde getrocknetes und gesiebt Aluminiumpulver mit etwa 1 µm Partikelgröße verwendet, das mithilfe von Wirbelschichtseedern [99] in die Strömung eingebracht wurde.

Die Aufnahme, die Kalibrierung und die Berechnung der Geschwindigkeitsvektoren aus den Rohdaten erfolgte in der Software DaVis. (Version 8.3.0, LaVision). Die Rohbilder wurden vor der Kreuzkorrelation, abgesehen von deren Entzerrung bei der Kalibration, nicht weiter bearbeitet. Die Größe der Auswertefenster wurde von anfänglich 64 x 64 Pixeln auf 32 x 32 Pixeln reduziert, wodurch sich eine räumliche Auflösung von 0,64 mm im Diffusor und 1,5 mm in der Brennkammer ergab. Der Überlapp der Auswertefenster betrug 50 % bei Messungen in der Brennkammer und für eine höhere Robustheit 75 % bei Messungen im Diffusor. Um die Qualität des berechneten Vektorfeldes zu erhöhen, wurde eine Nachbearbeitung durchgeführt. Vektoren, bei denen das Verhältnis der Höhe des Korrelationsmaximums zur Höhe des zweithöchsten lokalen Korrelationsmaximums (Q-Faktor) kleiner als 1,3 ist, wurden gelöscht. Das resultierende Vektorfeld wurde mit einem 2D-Medianfilter (Filtergröße 3 x 3) überprüft. Vektoren, die sich um mehr als die 3-fache Standardabweichung vom Mittelwert unterschieden, wurden entfernt.

## 5.2 Lokalisierung der Reaktionsfront in den reagierenden Einphasenströmungen

Für die Bestimmung der Flammenfront in vorgemischten Flammen wird üblicherweise OH-PLIF verwendet. Die OH-Konzentration steigt über der Reaktionszone stark an, sodass die Lage der Reaktionszone durch die Lokalisierung des höchsten Gradienten der OH-Konzentration bestimmt werden kann. Die in dieser Arbeit vermessenen Gasflammen waren teilvorgemischte Diffusionsflammen. Auch bei diesen kann es eine klar sichtbare Reaktionsfront geben. Dann kann davon ausgegangen werden, dass der steilste Gradient der OH-Konzentration etwa in der Mitte der



Reaktionszone liegt und deshalb die Reaktionsfront mittels OH-PLIF lokalisiert werden kann. Der Aufbau der OH-PLIF Messungen ist in Abbildung 5.3 skizziert. Es wurde im Diffusor in Messbereich 1 und in der Brennkammer in Messbereich 2 gemessen (**Fehler! Verweisquelle konnte nicht gefunden werden.**). Für jeden Betriebspunkt (RAir, R25 und R30) wurden 1000 Aufnahmen mit einer Repetitionsrate von 10 Hz gemacht.

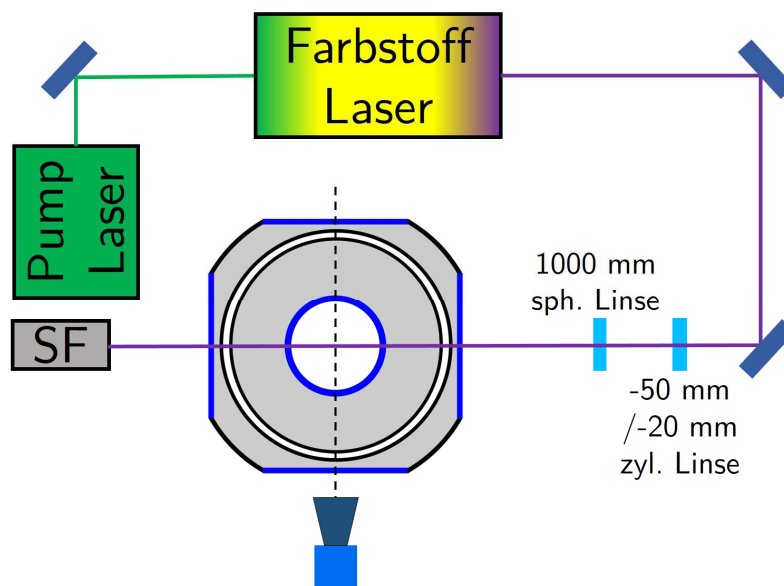


Abbildung 5.3: Messaufbau für die OH-PLIF-Messungen. SF: Strahlenfalle.

Zur Anregung der OH-Radikale wurde ein Farbstofflaser (Sirah, Farbstoff: Rhodamin 6G) verwendet, der durch einen frequenzverdoppelten Nd:YAG-Laser (Spectra Physics, Quanta-Ray PIV-400) gepumpt wurde. Ein Scan über die Wellenlänge wurde durchgeführt, um den Laser spektral zu kalibrieren. Die Wellenlänge wurde auf 283,93 nm eingestellt, um die  $Q_1(6)$  Linie im  $A^2\Sigma^2-X^2\Pi(1,0)$  Band anzuregen. Die Pulsenergie betrug 20 mJ. Aus dem Strahl des Farbstofflasers wurde, analog zu den PIV Messungen, mit einer zylindrischen und einer sphärischen Linse ein Lichtschnitt geformt. Die Lichtschnittdicke (FWHM) wurde auf 0,18 mm eingestellt.

Das OH-PLIF-Signal wurde mit einer intensivierten CCD Kamera (Princeton Instruments PI-MAX) durch ein UV-Objektiv (150 mm,  $f\#2,5$ ) und einen Bandpassfilter, der die Anregungswellenlänge blockierte, aufgenommen. Das Signal des Umgebungslichts und des Flammenleuchtens wurde durch das 40 ns kurze Gate des Bildverstärkers unterdrückt. Das Dunkelstromrauschen wurde durch die Aufnahme von 100 Dunkelbildern bestimmt und vom Signal abgezogen. Die räumliche Auflösung des Systems wurde mithilfe eines Siemenssterns bestimmt und betrug 0,5 mm im Diffusor und 0,45 mm in der Brennkammer.

Ziel der Auswertung war es die Reaktionsfront zu lokalisieren. In einem ersten Schritt wurde ein Hintergrundbild abgezogen und im Anschluss ein Wiener-Filter verwendet, um das Bildrauschen zu reduzieren. Zur Lokalisierung des größten Gradienten wurde der Canny-Algorithmus eingesetzt [22]. Mithilfe der Positionen der Reaktionsfronten aus den Einzelbildern kann im Anschluss die räumliche Wahrscheinlichkeitsdichtefunktion der Flamme abgeleitet werden. Die mittlere Flammenfront wurde als lokales Maximum der Wahrscheinlichkeitsdichtefunktion definiert.



## 5.3 Geschwindigkeitsmessungen in den Zweiphasenströmungen

Die Zweiphasenströmung wurde mithilfe von Zweiphasen-PIV, bei der simultan die Gasphasengeschwindigkeit und die Partikelgeschwindigkeit bestimmt werden, untersucht. Die simultanen Signale der Mie-Streuung von Tracern und Partikeln wurden mit einer Kamera detektiert. Die Trennung der Signale von Tracern und Partikeln beziehungsweise kleinen Partikeln und großen Partikeln wurde nach den Messungen mittels Bildbearbeitung realisiert.

Die nicht-reagierende und die reagierende Zweiphasenströmung wurden im Wesentlichen mit demselben System vermessen, weshalb ihre Beschreibung in einem Abschnitt zusammengefasst ist. Durch die verschiedenen Partikel entstanden jedoch stark unterschiedliche Signale. Die Algorithmen zur Trennung der Phasen und die anschließende Berechnung der Geschwindigkeiten unterschieden sich daher maßgeblich, weshalb ihnen unterschiedliche Abschnitte gewidmet sind.

### 5.3.1 Messaufbau und Durchführung

Für die Zweiphasen-PIV-Messungen wurde auf eine stereoskopische Anordnung verzichtet. Durch die unterschiedlichen Sichtwinkel auf die Messebene und eine inhärente Tiefenausdehnung/Dicke des Lichtschnitts können die Positionen der Partikel zwischen den Kameras nicht pixelgenau zugeordnet werden. Bei falscher Zuordnung der Partikel ergeben sich Fehler in der gemessenen Geschwindigkeit in radialer und tangentialer Richtung. Deshalb ist Stereo-PTV nur äußerst schwer zu realisieren. Die Mie-Streuung wurde daher nur mit einer Kamera aufgenommen, sodass die tangentiale Geschwindigkeitskomponente nicht bestimmt werden konnte.

In der nicht-reagierenden Zweiphasenströmung wurde im Diffusor in Messbereich 1 und in der Brennkammer in Messbereich 2 gemessen. In der reagierenden Zweiphasenströmung wurde im Diffusor in Messbereich 1 und in der Brennkammer in Messbereich 3 gemessen. Der Aufbau der simultanen Zweiphasen-PIV und AK-LIF Messungen ist in Abbildung 5.4 skizziert. Die Repetitionsrate der Messungen betrug 10 Hz. Bei den nicht-reagierenden Zweiphasenströmungen wurden jeweils 1000 Bilder mit Tracern und Partikeln für jeden Betriebspunkt aufgenommen und für die Fehlerbestimmung jeweils 500 nur mit Tracern und nur mit Partikeln. Bei den reagierenden Zweiphasenströmungen wurden jeweils 1900 Bilder für alle Betriebspunkte aufgenommen. Gasphasentracer wurden nicht benötigt, da in der Strömung genug kleine Partikel vorlagen, die der Gasphase folgen.

In der nicht-reagierenden Strömung wurden zwei Atmosphären (NRAir und NR30) mit jeweils drei verschiedenen Partikelbeladungen (siehe Abschnitt 4.5) untersucht. NR25 wurde nicht untersucht, da sie im nicht-reagierenden Fall strömungsmechanisch kaum von NR30 abweicht. Bei den reagierenden Zweiphasenströmungen wurden RAir und R30 mit zwei Kohlen und zwei Partikelbeladungen untersucht (siehe Abschnitt 4.5). R25 wurde nicht untersucht, da die Flamme bei den Untersuchungen im Diffusor, in denen der Tertierring abgeschraubt werden musste, nicht stabil brannte. Gleiches gilt für die Flamme bei R30 mit 20 kW<sub>th</sub> RBK.

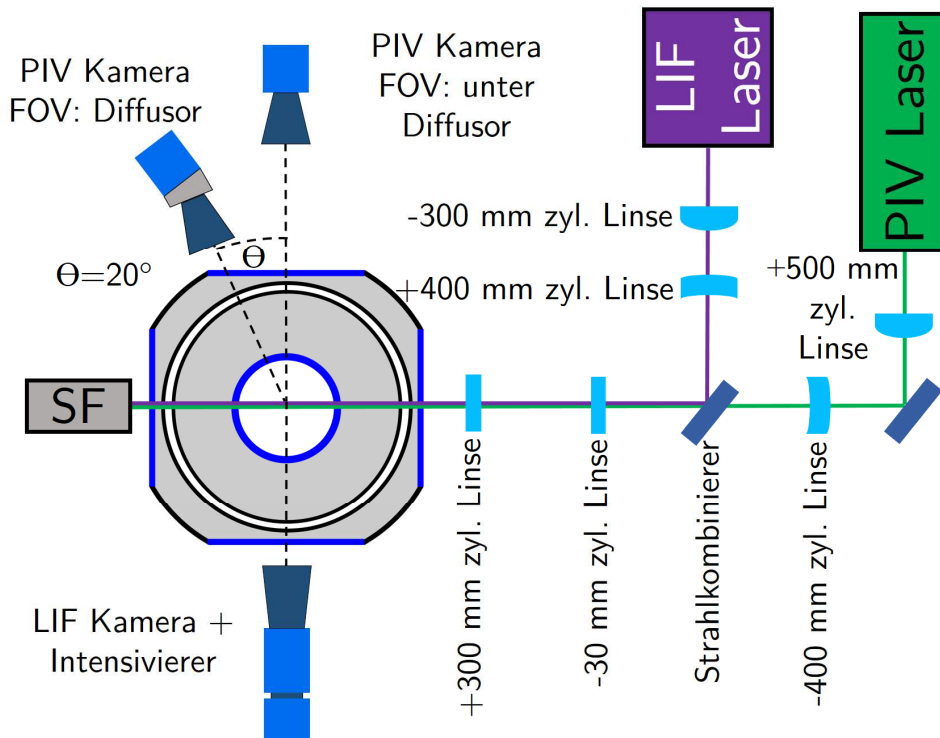


Abbildung 5.4: Messaufbau für die Zweiphasenmessungen. Grün: Pfad des PIV-Lasers; Violett: Pfad des UV-Lasers. Kamera für die PIV-Messungen oben, Kamera für die Messungen des LIF-Signals unten. SF: Strahlenfalle.

Als Lichtquelle wurde ein frequenzverdoppelter Nd:YAG-Laser (New Wave Gemini) verwendet. Der Lichtschnitt wurde mithilfe von vier Zylinderlinsen geformt. Jeweils eine konkave und eine konvexe Linse wurden als Galileiteleskop angeordnet, um den Laserstrahl horizontal zu fokussieren (umgekehrtes Galileiteleskop) und vertikal aufzuweiten (konventionelles Galileiteleskop). Die erste konvexe Linse fokussierte den Laserstrahl horizontal (+500 mm) und eine konkave Linse (-400 mm) parallelisierte ihn wieder. Dadurch, dass der Laserstrahl immer leicht divergent ist, war der Fokuspunkt der ersten Linse weiter als 500 mm von der Linse entfernt. Die Lichtschnittdicke wurde deshalb mit der zweiten Linse um mehr als  $4/5$  reduziert. Es wurde eine leichte Abweichung hinsichtlich der Parallelisierung akzeptiert, sodass mit einer kleinen Verschiebung der zweiten Linse eine große Änderung in der Lichtschnittdicke erreicht werden konnte. Dadurch musste die Anordnung der Linsen bei einer Änderung des Messbereichs nicht verändert werden. Die Aufweitung in vertikaler Richtung funktionierte analog. Weil die gemessenen Sichtfelder vertikal größer waren als die Linsenhöhe, musste immer mit einem vertikal divergenten Lichtschnitt gearbeitet werden. Die Lichtschnittdicke (FWHM) wurde bei den Messungen im Diffusor auf 0,26 mm eingestellt. Bei Messungen in der Brennkammer mit nicht-reagierender Strömung ergab sich eine Lichtschnittdicke von 0,5 mm und bei reagierender Strömung 0,4 mm. Die zeitliche Separation der beiden Laserpulse betrug bei den Untersuchungen der nicht-reagierenden Betriebspunkte im Diffusor 20  $\mu\text{s}$  und in der Brennkammer 30  $\mu\text{s}$  bei NRAir und 50  $\mu\text{s}$  bei NR30. Bei den Messungen für die reagierende Strömung war die Zeit zwischen den Laserpulsen 15  $\mu\text{s}$  im Diffusor und 25  $\mu\text{s}$  in der Brennkammer. Die Laserenergie wurde mithilfe einer  $\lambda/2$ -Platte und eines Polarisators eingestellt.

Die Mie-Streuung wurde mit einer sCMOS Kamera (LaVision, imager sCMOS) detektiert. Bei den Messungen in der Brennkammer stand die Kamera rechtwinklig zur Messebene, während sie bei Messungen im Diffusor gegenüber der Messebene um  $20^\circ$  geneigt wurde, um die Reflexionen an der runden Glaswand zu reduzieren. Die Abbildungsoptik bestand aus einem 180 mm Makro Objektiv (Sigma), das bei den Messungen in der nicht-reagierenden Strömung auf  $f\#3,5$  und bei Messungen in der reagierenden Strömung auf  $f\#4$  stand. Ein Bandpassfilter für 532 nm wurde verwendet, um Störstrahlung abzuschwächen. Bei den Messungen im reagierenden Fall wurde zusätzlich ein Graufilter (B+W, 3 Blendenstufen) verwendet, um das Signal des Flammenleuchtens weiter abzuschwächen. Dieses Signal hätte auch mit dem Schließen der Blende reduziert werden können, was jedoch dazu geführt hätte, dass um die großen Partikel herum Beugungssterne entstehen. Die Abmessungen des Messbereichs im Diffusor betrugen  $46 \times 49 \text{ mm}^2$  (nicht-reagierend) und  $44 \times 50 \text{ mm}^2$  (reagierend), während es in der Brennkammer  $130 \times 100 \text{ mm}^2$  (nicht-reagierend) und  $69 \times 82 \text{ mm}^2$  (reagierend) waren. Die Kalibration wurde, wie in der Einphasenströmung, in der Brennkammer mit dem Target mit 10 mm Punktabstand (LaVision 106-10) und im Diffusor mit dem Target mit 1 mm Punktabstand (LaVision, Type 11) durchgeführt.

### 5.3.2 Trennung der Phasen in der nicht-reagierenden Strömung

Aus den Rohbildern wurden zuerst die Tracer- und Partikelsignale extrahiert, bevor die einzelnen Phasen mit PIV- und PTV-Algorithmen ausgewertet wurden. Dafür mussten die Partikelsignale aus den Rohbildern entfernt werden, um Tracerbilder für die Auswertung der Gasphase zu bekommen. Die zuvor entfernten Partikelsignale ergaben wiederum die Partikelbilder für die Auswertung der Partikelgeschwindigkeit.

In Abbildung 5.5 können die Bearbeitungsschritte anhand eines Bildausschnittes nachvollzogen werden. In dem Ausschnitt des Rohbildes (Abbildung 5.5 links oben) sind zwei deutlich unterscheidbare Signalformen zu sehen. Ein paar sehr helle räumlich ausgedehnte Signale, die von den Partikeln erzeugt wurden und viele schwächere, nur wenige Pixel große Signale, die von den Tracern erzeugt wurden. Die Signale lassen sich zum einen durch ihre Größe, der Anzahl an verbundenen Pixeln, zum anderen anhand ihrer Signalintensität unterscheiden.

Die Signale der Tracer weisen eine hohe Raumfrequenz auf und lassen sich über die Filterung des Bildes mit einem Rauschfilter deutlich reduzieren. Durch die Filterung wird der Unterschied in der Signalintensität von Tracern und Partikeln weiter erhöht. Für die Rauschfilterung wurde zweimal ein zweidimensionaler Wiener-Filter mit einer Filterweite von  $3 \times 3$  Pixeln angewandt. Im gefilterten Bildausschnitt (Abbildung 5.5 oben rechts) ist zu sehen, dass die Intensitätsmaxima der Tracerssignale deutlich abgeschwächt wurden. Die Form und Größe der Partikelsignale wurde jedoch kaum verändert.

Die gefilterten Bilder wurden mithilfe eines Schwellwertes von 1000 Counts binarisiert, sodass eine Maske für die Objektbestimmung entstand. Mit einer  $3 \times 3$  Pixel Dilatation wurde jedes Objekt in der Maske aufgeweitet, damit nicht nur das Zentrum des Signals von der Maske erfasst wird. Mithilfe der binären Maske wurde jedes Objekt lokalisiert und seine Größe und Intensität aus den

Rohbildern bestimmt. Die Größe wurde definiert als Anzahl an zusammenhängenden Pixeln und die Intensität als Mittelwert der Pixelcounts. Jedes Objekt mit einer Größe von 10 oder mehr und einer Intensität von mehr als 1000 Counts wurde der Partikelphase zugeordnet. Um das Optimum für die Parameter bei der Phasentrennung zu finden, wurden verschiedene Werte für Schwellwert und Intensität getestet und die Fehler der berechneten Geschwindigkeiten mit der weiter unten erklärten Methode bestimmt. Aus der Fehlerbetrachtung ergab sich der genannte Wert.

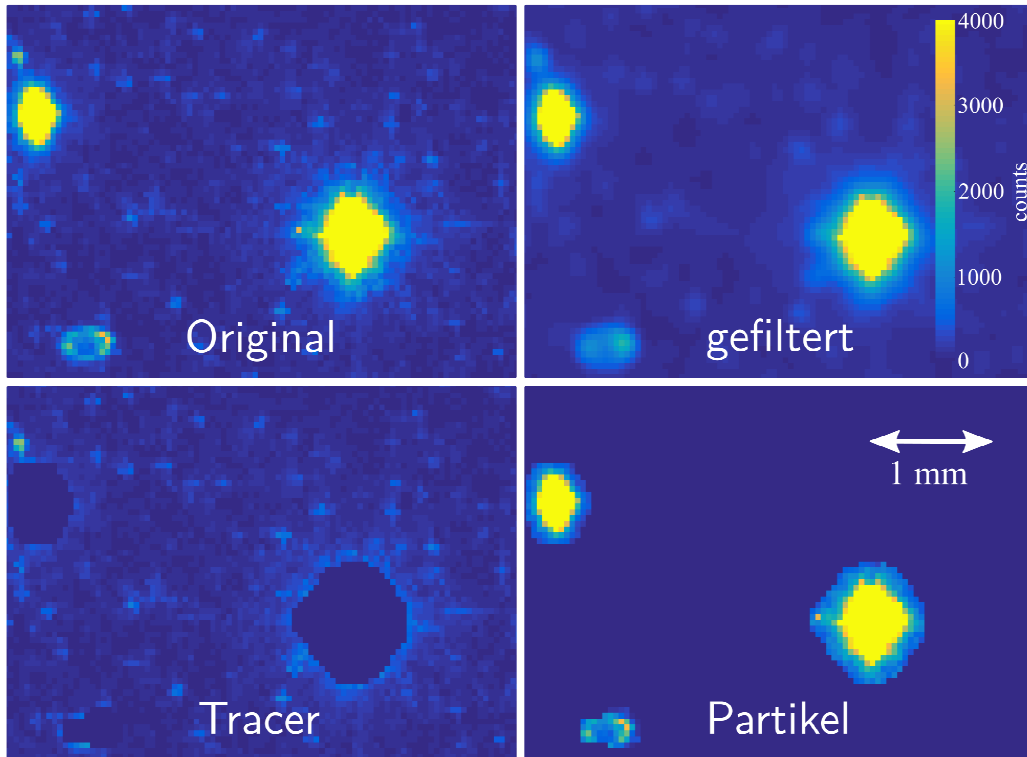


Abbildung 5.5: Einzelne Schritte beim Trennen der Phasen in der nicht-reagierenden Zweiphasenströmung. Links oben: Bildausschnitt eines Rohbildes, rechts oben: gefilterter Bildausschnitt, links unten: Ausschnitt des Tracerbildes, rechts unten: Ausschnitt des Partikelbildes.

Im Folgenden werden mögliche Fehlerquellen bei der Phasentrennung aufgezeigt und erläutert.

1. *Beleuchtung*: Der verwendete Laser hat ein annähernd gaußförmiges Intensitätsprofil in beiden Richtungen (Höhe und Breite). Der Lichtschnitt weist deshalb im Querschnitt ebenfalls einen gaußförmigen Intensitätsverlauf auf. Somit werden Partikel im Zentrum des Lichtschnitts stärker beleuchtet als am Rand. Weiterhin können Partikel, die sich in unmittelbarer Nähe des Lichtschnitts befinden, durch Mehrfachstreuung beleuchtet werden. Beides kann dazu führen, dass Partikel zu schwach beleuchtet werden, um als solche erkannt zu werden und daher im Tracerbild verbleiben. In der Regel erzeugen diese Partikel nicht das Korrelationsmaximum in der PIV-Auswertung. Wenn jedoch die Korrelation durch andere Einflüsse beeinträchtigt wird, können diese Partikel die berechnete Gasphasengeschwindigkeit verfälschen.

2. *Halos:* Eine zweite Fehlerquelle sind die Halos von großen Partikeln. Als Halos werden in dieser Arbeit die Ränder der Signale der Partikel bezeichnet, die im Tracerbild zurückbleiben. Je größer der Partikel ist, desto größer wird auch das erzeugte Signal. Bei den großen Partikeln reicht die verwendete Dilatation nicht immer aus, um das Signal der Partikel vollständig zu erfassen. Dann kann ein Halo zurückbleiben. Ein solcher Halo ist in Abbildung 5.5 im Tracerbildausschnitt um das große entfernte Partikelsignal herum zu sehen. In Regionen mit hoher Partikelbeladung wird auch ein großer Teil im Tracerbild entfernt, sodass nur wenige Tracer zur Korrelation übrigbleiben. In diesen Regionen können die Halos ein Korrelationsmaximum erzeugen, das die Partikelgeschwindigkeit und nicht die Gasgeschwindigkeit repräsentiert.
3. *Partikelposition:* Für die Bestimmung der Partikelgeschwindigkeiten wird an die Korrelationskarte während der PTV-Prozessierung ein Gaußprofil angefitet. Die Signale der großen Partikel werden durch den Algorithmus teilweise am Rand beschnitten. Wenn der Partikel in den zwei aufeinanderfolgenden Aufnahmen unterschiedlich beleuchtet wurde, zum Beispiel durch eine Bewegung normal zur Messebene, ist es möglich, dass die Bestimmung der Partikelposition variiert. Auch durch Sättigung der Kamera im Zentrum des Partikels kann eine Ungenauigkeit in der Partikelpositionsbestimmung entstehen. Beides bedingt einen statistischen Fehler in der Partikelgeschwindigkeit.

Der Fehler, der sich aus der Trennung der Phasen ergibt, wurde mit einer in [56] vorgestellten Methode bestimmt. In Abbildung 5.6 ist die Methode in einem Flussdiagramm skizziert. Es wurden Messungen durchgeführt, in denen jeweils nur Tracer oder Partikel in der Strömung vorhanden waren. Die Bilder beider Messungen wurden in der Nachbearbeitung übereinandergelegt, sodass Bilder entstehen, die beide Phasen beinhalten. Diese Bilder spiegeln zwar keinen physikalischen Zustand der Strömung wieder, weisen jedoch die gleichen Eigenschaften auf, wie die Bilder aus den Messungen mit Tracern und Partikeln. Die überlagerten Bilder wurden, wie die eigentlichen Messungen, mit dem Phasentrennungsalgorithmus in Tracer und Partikel getrennt und mit PIV und PTV ausgewertet. Die PIV- und PTV-Auswertung der einphasigen Tracer- bzw. Partikelmessungen diente als Referenz. Die Referenz ist das Ergebnis, das bei einer optimalen Phasentrennung der überlagerten Bilder entstehen sollte. Durch Subtraktion der Referenzgeschwindigkeitsfelder von den Geschwindigkeitsfeldern aus den überlagerten Bildern ergibt sich der Fehler aus dem Trennungsalgorithmus. Für die Messungen zur Fehlerbestimmung wurde derselbe Messaufbau mit denselben Einstellungen verwendet.

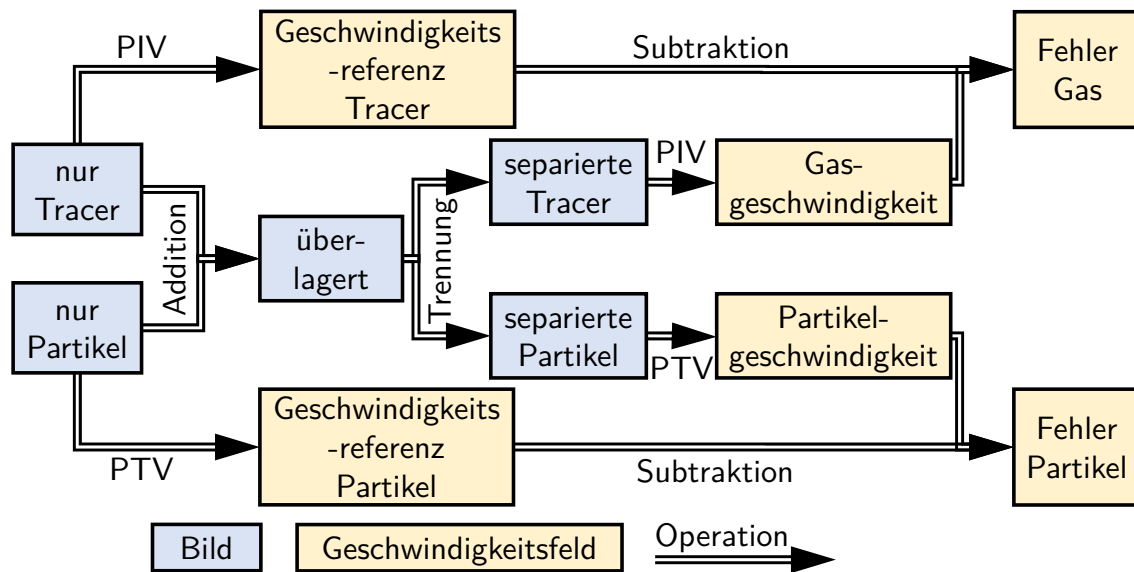


Abbildung 5.6: Flussdiagramm für die Bestimmung des Fehlers der Phasentrennung.

### 5.3.3 Prozessierung in der nicht-reagierenden Strömung

Für das Berechnen der Gasgeschwindigkeiten wurden die separierten Tracerbilder kalibriert, aber nicht weiter gefiltert. Für die Kreuzkorrelation wurde die Größe der Auswertefenster von einem Startwert von 128 x 128 Pixeln auf 64 x 64 Pixel verkleinert. Daraus ergibt sich eine räumliche Auflösung von 1,4 mm im Diffusor und 3,3 mm in der Brennkammer. Die Größe der Auswertefenster und der verwendete Überlapp von 75 % führt zu einer sehr robusten Auswerteroutine, die, aufgrund der durch die Partikelsignale verursachten ausmaskierten Gebiete, benötigt wurde. Vektoren mit einem Q-Faktor kleiner als 1,1 wurden in der Nachbearbeitung gelöscht. Das Vektorfeld wurde mit einem 5 x 5 Medianfilter auf Ausreißer geprüft. Vektoren mit einer Abweichung größer als die dreifache Standardabweichung wurden gelöscht. Der Überlapp von 75 % ermöglicht eine zweifache Glättung über ein 3 x 3 Gebiet, ohne dass die räumliche Auflösung merklich reduziert wird.

Ein reiner PTV-Algorithmus war in der verwendeten Software (LaVision, DaVis 8.3.0) nicht verfügbar. Die Partikelgeschwindigkeiten wurden daher mit einem kombinierten PIV/PTV Algorithmus ausgewertet. Dabei wird zuerst mit dem PIV-Algorithmus ein Schätzwert ermittelt und anschließend mit dem PTV-Algorithmus der genaue Wert. Im Allgemeinen werden bei einem kombinierten PIV/PTV-Verfahren beim PIV-Algorithmus Partikelensembles betrachtet und beim PTV-Algorithmus Einzelpartikel. Dies setzt voraus, dass die Partikel des betrachteten Partikelensembles eine ähnliche Geschwindigkeit und eine ähnliche Bewegungsrichtung aufweisen. Ist dies nicht der Fall, existiert kein für alle Partikel des Ensembles gültiger Schätzwert. Die Partikel in den vorliegenden Messungen bewegen sich in der Regel unabhängig voneinander mit unterschiedlichen Geschwindigkeiten und Bewegungsrichtungen. Daher wurde das PIV-Verfahren so ausgelegt, dass das Auswertefenster in der Regel nur einzelne Partikel enthält und damit schon einem PTV-Verfahren ähnliche Ergebnisse liefert. Für den PIV-Algorithmus wurden Auswertefenster von 32 x 32 Pixeln verwendet. Diese Größe ist etwas mehr als der Ausdehnung des

Signals der größten Partikel. Dadurch ist die Wahrscheinlichkeit zwei Partikel in einem Auswertefenster zu haben gering. Um sicherzustellen, dass nicht zwei Partikel im Auswertefenster vorhanden sind, wurden alle Vektoren mit einem Q-Faktor kleiner 5 gelöscht. Die Größe der Auswertefenster im PTV Algorithmus ist  $16 \times 16$  Pixel. Eine Abweichung um bis zu 2 Pixel von der Geschwindigkeitsschätzung des PIV-Algorithmus wurde toleriert.

Die instantane Schlupfgeschwindigkeit kann bei simultaner Messung von Gas- und Partikelgeschwindigkeit berechnet werden. Für jeden Partikelgeschwindigkeitsvektor wurde die Differenz zu der Gasgeschwindigkeit am nächsten Gitterpunkt gebildet. Lag keine Gasgeschwindigkeit an diesem Punkt vor, wurde keine Schlupfgeschwindigkeit berechnet. Die Schlupfgeschwindigkeit ist also die Differenz der lokalen Partikelgeschwindigkeit und der räumlich gemittelten Gasgeschwindigkeit über einen Bereich von  $1,4 \times 1,4 \text{ mm}^2$  im Diffusor und  $3,3 \times 3,3 \text{ mm}^2$  in der Brennkammer. Eine Mittelung der Gasphasengeschwindigkeit über einen größeren Bereich brachte nur eine kleine Verbesserung. Daher wurde zu Gunsten der besseren räumlichen Auflösung auf eine größere räumliche Mittelung verzichtet. Die Geschwindigkeitsmagnitude der Schlupfgeschwindigkeit wurde gemittelt, um die durchschnittliche Schlupfgeschwindigkeit zu berechnen. Damit weicht sie von der Differenz der gemittelten Gas- und Partikelgeschwindigkeiten ab. Eine Richtungsinformation ist in der gemittelten Schlupfgeschwindigkeit so nicht mehr vorhanden. Für die Reaktion der Partikel ist jedoch nicht die Richtung des Schlupfes, sondern die durchschnittliche Amplitude der Schlupfgeschwindigkeit entscheidend.

Die Ergebnisse der Partikelgeschwindigkeitsberechnung liegen auf einem sehr feinen, aber dünnbesetzten Gitter vor. Die Partikelgeschwindigkeiten wurden daher bei der Mittelung auf das Gitter der Gasphasengeschwindigkeit interpoliert. Bei der Mittelung wurde die Anzahl der Vektoren in jedem Einzelbild auf jedem Gitterpunkt berücksichtigt und entsprechend gewichtet.

#### 5.3.4 Trennung der Phasen in der reagierenden Strömung

Die reaktive Zweiphasenströmung enthält sowohl kleine Partikel, die der Gasphase gut folgen, als auch große Partikel, die der Strömung nicht folgen. Mithilfe der kleinen Partikel wurde die Geschwindigkeit der Gasphase bestimmt. Mit den großen Partikeln, die der Gasphase nicht folgen, wurde eine Partikelgeschwindigkeit bestimmt, die die Geschwindigkeit der Partikel oberhalb eines Grenzdurchmessers repräsentiert. Dieser Grenzdurchmesser ist nicht bestimmbar, da die Abbildung der Partikel aufgrund von Beugung im optischen System nicht deren wahre Größe repräsentiert. Nichtsdestotrotz ist die Separation von großen und kleinen Partikeln sinnvoll, allein um die korrekte Gasphasengeschwindigkeit zu messen. Um zu überprüfen, ob der Grenzdurchmesser klein genug ist, um die Gasphasengeschwindigkeit korrekt zu messen, wurde eine Sensitivitätsanalyse hinsichtlich der Einstellungen im Separationsalgorithmus durchgeführt.

Um die Partikel in kleine und große Partikel zu separieren, wurden zuerst alle Objekte im Bild identifiziert und anschließend ihre Größe und Intensität bestimmt. Ein Beispiel für die Arbeitsweise des Separationsalgorithmus ist in Abbildung 5.7 zu sehen. Die Objektbestimmung wurde mit der Methode nach Khalitov und Longmire durchgeführt [56]. Zuerst wurde das Bild mit dem Filter aus

Formel (3.6) gefiltert, um die Intensitätsverteilung der Objekte zu glätten und ihnen ein eher gaußförmiges Intensitätsprofil zu geben. Im Anschluss wurde mit den Formeln (3.2) bis (3.5) für jeden Bildpunkt überprüft, ob er Teil eines lokalen Maximums ist. Dabei wird nicht nur das hellste Pixel eines lokalen Maximums erkannt, sondern der gesamte zentrale Bereich.

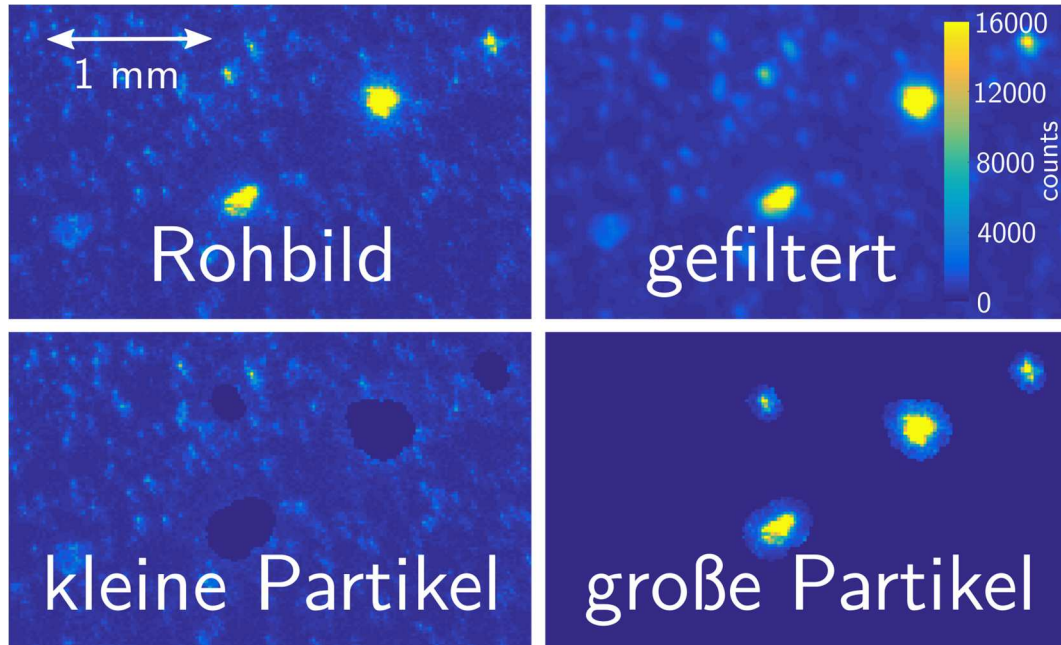


Abbildung 5.7: Einzelne Schritte beim Trennen der Phasen in der reagierenden Zweiphasenströmung. Links oben: Bildausschnitt eines Rohbildes, rechts oben: gefilterter Bildausschnitt, links unten: Ausschnitt des Tracerbildes, rechts unten: Ausschnitt des Partikelbildes.

Im Anschluss wurden jedem Objekt eine Größe und eine Intensität zugeordnet, die aus dem Rohbild berechnet wird. Als Größe wurde die Anzahl an verbundenen Pixeln gewählt. Durch die nicht-sphärische Form der Partikel kann es zu vielen verschiedenen Intensitätsverteilungen eines Objekts kommen. Große Objekte, die nur ein kleines helles Maximum besitzen, weisen einen kleinen Mittelwert der Intensität auf, obwohl sie insgesamt viel Licht streuen. Bei der Intensitätsbestimmung wurde deshalb der Mittelwert aus den 20 hellsten Pixeln gebildet. Bei einer Größe von weniger als 20 Pixel wurde der Mittelwert über alle Pixel gebildet. Objekte, die eine Größe von mehr als 20 Pixel und eine Intensität von mehr als 5000 Counts haben, wurden den großen Partikeln zugeordnet. Die berechnete Gasphasengeschwindigkeit ist nicht sensitiv gegenüber diesen Parametern (siehe Tabelle 6.2).

In manchen Regionen lag die Bildintensität allein durch dichte Wolken kleiner Partikel über der Intensitätsschwelle von 5000 Counts (siehe Abbildung 6.23). Es wurden daher zwei weitere Bedingungen eingeführt, die erfüllt sein mussten, damit ein Objekt den großen Partikeln zugeordnet wurde. Beide Bedingungen stellen sicher, dass die großen Partikel sich deutlich vom lokalen Hintergrund abheben. Der lokale Hintergrund wurde berechnet, indem die Rohbilder mit einem Medianfilter der Kantenlänge 27 gefiltert wurden. Die erste Bedingung war, dass die Partikelintensität 5000 Counts über dem lokalen Hintergrund liegt. Die zweite Bedingung war, dass die Partikelintensität den lokalen Hintergrund mindestens um das 1,5-fache übersteigt. Die zweite



Bedingung war nötig, weil in den dichten Wolken von kleinen Partikeln die Intensitätsschwankungen teilweise über 5000 Counts lagen.

Da die Objektdetektionsmethode nur das Zentrum der Signale erkennt, müssen die erkannten Partikel aufgeweitet werden, um ihr gesamtes Signal den Partikelbildern zuzuordnen und Halos in den Bildern der kleinen Partikel zu verhindern. Aus der Pixelanzahl wurde der Partikelradius abgeleitet. Anschließend wurde für jeden Partikel eine Dilatation mit der Kantenlänge des Partikelradius durchgeführt. Durch diese Operation wird ein Bereich mit dem doppelten berechneten Partikeldurchmesser dem Partikelbild zugeordnet.

Weil die Aufweitemethode die Partikelgröße berücksichtigt, konnten Halos in den Bildern der kleinen Partikel weitestgehend verhindert werden. Trotzdem bleiben zwei Fehlerquellen: die nicht gleichmäßige Beleuchtung der Partikel und die ungenaue Partikelpositionsbestimmung. Das Problem der ungleichmäßigen Beleuchtung ist dasselbe wie in der nicht-reagierenden Zweiphasenströmung (siehe Abschnitt 5.3.2). Bei der ungenauen Partikelpositionsbestimmung kommt ein weiterer Effekt hinzu. Durch ihre nicht-sphärische Form bestimmt die Lage der Partikel im Raum, welcher Teil des Partikels das Intensitätsmaximum erzeugt. Wenn sich der Partikel zwischen den zwei Laserschüssen dreht, wovon auszugehen ist, wird das Intensitätsmaximum nicht nur durch die Translation, sondern auch durch die Rotation des Partikels beeinflusst. Bei der Geschwindigkeitsberechnung werden diese beiden Intensitätsmaxima korreliert. Die Rotation der Partikel erzeugt dadurch einen statistischen Fehler in der Partikelpositionsbestimmung.

### 5.3.5 Prozessierung in der reagierenden Strömung

Die PIV-Auswertung für die kleinen und die PIV/PTV-Auswertung für die großen Partikel wurden mit DaVis (8.3.0) durchgeführt.

Vor der Auswertung der Gasphasengeschwindigkeit mussten die Bilder der kleinen Partikel mit zwei Operationen bearbeitet werden. Bei dem zweiten Bild in der PIV-Aufnahme ist die Belichtungszeit mehrere ms lang und lässt sich nicht verkürzen. Durch diese lange Belichtungszeit war in einigen Betriebspunkten das Rußleuchten der Flamme auf den Aufnahmen zu sehen. Da es keine starken Gradienten aufweist, konnte es mit dem Abzug des gleitenden Hintergrundes (Filtergröße: 15 x 15 Pixel) entfernt werden. Die zweite Operation war die Partikelintensitätsnormalisierung (Filtergröße: 11 x 11 Pixel). Dadurch wurde die Signalintensität aller Objekte normalisiert, sodass die größeren Partikel, die in den Bildern der kleinen Partikel verbleiben, weniger Gewicht haben. Die Kreuzkorrelation wurde mit Auswertefenstern von 64 x 64 Pixeln und einen Überlapp von 75 % durchgeführt. Um die Robustheit der Auswertung weiter zu erhöhen, wurde mit Auswertefenstern mit einer adaptiven Gewichtungsfunktion ausgewertet. Dabei wird die Fensterform abhängig von Gradienten in der Strömung angepasst, sodass Gradienten in der Strömung die Korrelation weniger stark beeinträchtigen. Die räumliche Auflösung beträgt 1,3 mm im Diffusor und 2 mm in der Brennkammer. Vektoren mit einem Q-Faktor kleiner 1,2 wurden gelöscht. Die Vektorfelder wurden mit einem Medianfilter (7 x 7) gefiltert und Vektoren, die mehr als das 2,5-Fache der Standardabweichung abwichen, gelöscht. Der Überlapp von 75 %

ermöglicht eine Glättung in einer Filtergröße von  $5 \times 5$ , ohne dass die räumliche Auflösung merklich reduziert wird.

Die Kreuzkorrelation der Partikelgeschwindigkeiten aus den Bildern der großen Partikel wurde ohne weitere Filterung der Bilder durchgeführt. Die Bereiche zwischen den Partikeln wurden ausmaskiert. Die PIV-Auswertung wurde mit  $64 \times 64$  Pixel großen Auswertefenstern, die in mehreren Iterationen bis auf eine Größe von  $16 \times 16$  Pixel reduziert wurden, und einem Überlapp von 50 % durchgeführt. Die Auswertefenster hatten eine gaußförmige Gewichtungsfunktion, um die Signale der Partikel möglichst gut abzubilden. Nach der PIV-Auswertung wurden Vektoren mit einem Q-Faktor kleiner 1,5 gelöscht. Für den PTV Algorithmus wurden Auswertefenster von  $8 \times 8$  Pixeln verwendet. Im Anschluss wurden die Vektorfelder auf das Gitter der Gasphasengeschwindigkeiten interpoliert, woraus sich ebenfalls eine räumliche Auflösung von 1,3 mm im Diffusor und 2 mm in der Brennkammer ergibt.

## 5.4 Visualisierung der AKs in den reagierenden Zweiphasenströmungen

Die LIF-Messungen wurden simultan mit den PIV-Messungen durchgeführt. Der gemeinsame Messaufbau ist in Abbildung 5.4 skizziert.

Der Strahl eines frequenzvervierfachen Nd:YAG-Lasers (Spectra Physics Pro 270) mit einer Wellenlänge von 266 nm wurde durch vier Zylinderlinsen zu einem Lichtschnitt geformt. Die zwei Zylinderlinsen zum Fokussieren in horizontaler Richtung sind vor einem Strahlkombinierer, der den PIV-Laserstrahl und den LIF-Laserstrahl überlagert, angeordnet. Die beiden Zylinderlinsen zum vertikalen Aufweiten sind hinter dem Strahlkombinierer positioniert und wirken auf den PIV-Laser und den LIF-Laser gleichermaßen. Der Lichtschnitt wurde auf 170  $\mu\text{m}$  Dicke fokussiert.

Das LIF-Signal wurde über ein 100 mm UV-Objektiv (Cerco) bei  $f\#2.8$  auf einen Bildverstärker (LaVision, High-Speed IRO) abgebildet. Das Gate des Bildverstärkers war nur 100 ns lang, um das Störsignal aus dem Rußleuchten der Flamme zu unterdrücken. Das vom Bildverstärker verstärkte Signal wurde auf eine sCMOS-Kamera (LaVision, imager sCMOS) abgebildet. Um das Laserlicht zu blockieren, wurden zwei Langpassfilter (Asahi, ZUL0275) mit einer Grenzwellenlänge von 275 nm verwendet. Um das Flammenleuchten zu unterdrücken, das auch bei ausgeschaltetem Gate den Bildverstärker schädigen kann, wurde ein Kurzpassfilter (Asahi, ZUV0325) mit einer Grenzwellenlänge von 325 nm verwendet. Da der verwendete Kurzpassfilter im infraroten Spektrum durchsichtig ist, wurde ein weiterer Bandpassfilter (Thorlabs, FGUV11S) mit den Grenzwellenlängen 275 nm und 375 nm, der im Infraroten keine Transmission aufweist, verwendet. Durch diese Filteranordnung wurde UV-Licht zwischen 275 nm und 325 nm detektiert.

Es gibt verschiedene Gruppen von Kohlenwasserstoffen, die ein breitbandiges starkes Absorptions- und Emissionsspektrum aufweisen und einen Beitrag zum gemessenen Signal gegeben haben könnten. In Frage kommen aromatische Kohlenwasserstoffe (AKs), Ketone und Aldehyde, von denen zum Beispiel Toluol, Acetaldehyd, Biacetyl, Aceton und 3-Pentanon in Tracer-LIF-

Messungen als fluoreszierende Tracer verwendet werden [100]. Auch Benzol weist ein starkes Spektrum im UV-Bereich auf, wird allerdings aufgrund seiner karzinogenen Wirkung als Tracer vermieden [100]. Spezies aus den drei Gruppen wie Benzol, Naphthalin, Aceton, Formaldehyd und Acetaldehyd wurden bei Pyrolyseexperimenten nachgewiesen [86].

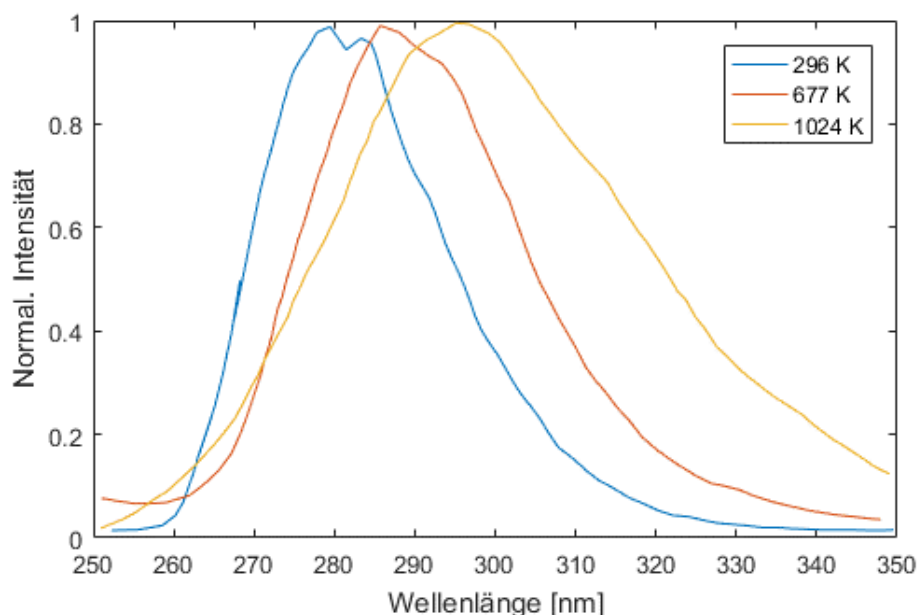


Abbildung 5.8: Toluol-Spektrum bei 266 nm Anregungswellenlänge. Daten aus [69].

Emissionsspektren von Toluol bei Anregung mit Licht von 266 nm sind in Abbildung 5.8 gezeigt. Der größte Teil des Signals liegt in dem Bereich zwischen 275 nm und 325 nm, der auch in den Messungen dieser Arbeit detektiert wird. Die Emissionswellenlängen werden bei höheren Temperaturen weiter rotverschoben. Auch bei höheren Molekülgrößen der AKs findet eine Rotverschiebung des Spektrums statt [100]. Die meisten AKs haben Absorptionsbanden bei 266 nm [13]. Ein großer Teil des aufgenommenen LIF-Signals kann von AKs kommen.

Ein Emissionsspektrum der Fluoreszenz von Aceton und 3-Pentanon ist in Abbildung 5.9 gezeigt. Zu sehen ist, dass die Spektren beider Ketone in einem ähnlichen Wellenlängenbereich liegen. Die Emission nimmt für Wellenlängen kleiner als 325 nm stark ab. Vermutlich ist daher der Beitrag der Ketone zum LIF-Signal bei den Messungen in dieser Arbeit klein.

Einige Aldehyde wurden in [111] als Tracer benutzt und bei 308 nm angeregt. Bei Anregung im UV können also verschiedene Aldehyde ein LIF-Signal erzeugen. In [40] werden die Emissionsspektren verschiedener Aldehyde bei einer Anregungswellenlänge von 325 nm gezeigt (Abbildung 5.10). Deren Maximum liegt bei 420 nm ( $23800\text{ cm}^{-1}$ ), während bei 330 nm ( $30000\text{ cm}^{-1}$ ) keine Fluoreszenz mehr zu sehen ist. In diesem Experiment ist die Anregungswellenlänge mit 266 nm geringer, vermutlich liegen die Emissionswellenlängen deshalb auch niedriger. Möglicherweise tragen Aldehyde auch zum gemessenen Signal bei.

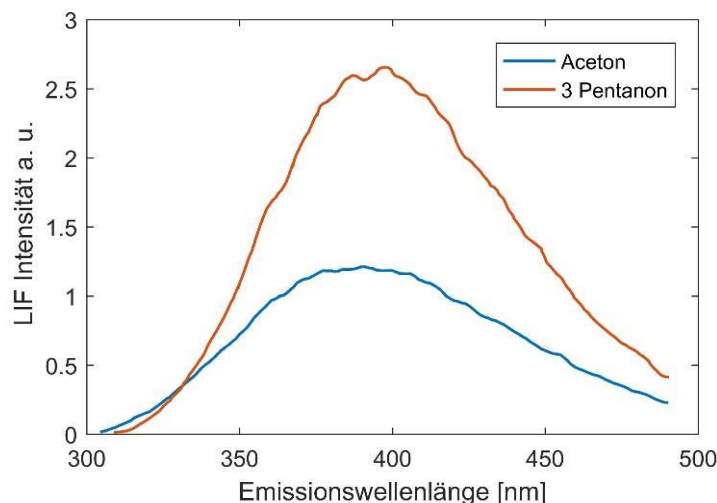


Abbildung 5.9: Emissionsspektrum von Aceton und 3-Pentanon bei Anregung mit 266 nm. Daten aus [100].

Die Gesamtheit der chemischen Spezies, die zu dem LIF-Signal beiträgt, ist nicht bekannt. In Abschnitt 6.4.3 wird gezeigt, dass die gemessenen Spezies bei der Pyrolyse aus den Brennstoffpartikeln entstehen und in der Reaktionszone verbrennen. Für die Untersuchungen in dieser Arbeit ist es relevant, dass es sich um Pyrolysegase handelt, aber irrelevant, welche Spezies es sind. Da die Wahrscheinlichkeit, dass es sich um AKs handelt hoch ist, werden im Folgenden die Bezeichnungen AKs oder AK-LIF verwendet.

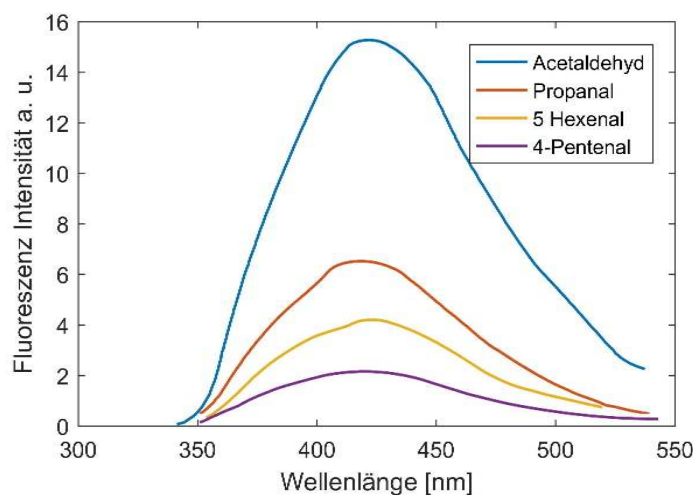


Abbildung 5.10: Emissionsspektrum der Fluoreszenz der Aldehyde Acetaldehyd, Propanal, 5-Hexenal und 4-Pentenal. Nachdruck aus [40] mit Erlaubnis von AIP Publishing. Die Maxima liegen bei einer Wellenzahl von etwa  $23800\text{ cm}^{-1}$ . Dies entspricht einer Wellenlänge von etwa 420 nm. Die Anregungswellenlänge ist 325 nm.

# 6 Ergebnisse

Wie in Abschnitt 1.3 erwähnt, wird bei den Untersuchungen, nach Vorbild des TNF-Workshops, die Komplexität schrittweise erhöht. Diesem Vorgehen folgt die Ergebnisdarstellung in diesem Kapitel. So können verschiedene physikalische Phänomene isoliert betrachtet und diskutiert werden. Anhand der nicht-reagierenden Einphasenströmung wird die charakteristische Strömungsstruktur in Abschnitt 6.1 erläutert. In Abschnitt 6.2 liegt der Fokus auf der Stabilisierung der Gasflamme in der reagierenden Einphasenströmung. Die Schlupfgeschwindigkeit der Partikel in der Zweiphasenströmung und ihre Interaktion mit der Strömung ist Thema von Abschnitt 6.3. Mit dem Vorwissen aus diesen Abschnitten wird in Abschnitt 6.4 die gasstabilisierte Kohleflamme diskutiert. Dort liegt der Fokus zudem auf Parametervariationen von Brennstoff und thermischer Leistung. Zum Abschluss werden in Abschnitt 6.5 die Gasströmungen der Strömungskonfigurationen mit unterschiedlicher Komplexität verglichen.

## 6.1 Nicht-reagierende Einphasenströmung

### Charakteristisches Strömungsfeld

Das gemittelte Strömungsfeld ist beispielhaft für den Betriebspunkt NR30 in Abbildung 6.1 gezeigt. Dort ist die charakteristische Drallströmung, die sich aufgrund der Geometrie der Brennerdüse und des Diffusors ausbildet, zu sehen. Das Strömungsfeld konnte bis etwa 1,5 mm zur Diffusorwand aufgelöst werden. Reflexe an der Diffusorwand verhinderten eine verlässliche Auswertung noch näher an der Wand. Einzelne Punkte und ein größerer Bereich in der Brennkammer konnten aufgrund von Reflexionen nicht ausgewertet werden (weiße Stellen im Strömungsfeld von Abbildung 6.1). Bei  $y = 36$  mm sind im Diffusor keine Messdaten vorhanden, da aufgrund einer Fertigungsungenauigkeit die optische Abbildung verzerrt wurde. In den Messungen zu den Zweiphasenströmungen wurde ein anderer Diffusor eingesetzt, bei dem dieses Problem nicht besteht. Beim Betrachten der Strömung in der Brennkammer fällt eine leichte Asymmetrie auf, für die es zwei mögliche Gründe geben kann. Der Drallerzeuger des Brenners weist eine 4-zählige Symmetrie auf. Es ist möglich, dass diese bis zur Brennkammer noch nicht vollständig dissipiert ist. Ein zweiter Grund könnte die Zentrierung des Diffusors sein. Da der Glasdiffusor nicht mit metallischen Bauteilen gehalten werden kann, sondern in weiches Dichtungsmaterial eingebettet werden muss, ist eine hochgenaue Zentrierung nicht möglich. Dies kann auch zu einer Asymmetrie der Strömung führen.

Die charakteristische Strömung ist eine Drallströmung mit dem typischen Wirbelzusammenbruch. Dieser wird durch den Drall des Sekundärstroms induziert. Der

Wirbelzusammenbruch generiert eine zentrale Rezirkulationszone, die Teile des Gases auf der zentralen Achse von stromab- wieder stromaufwärts zur Brennerdüse transportiert. Die zentrale Rezirkulationszone erstreckt sich vom zentralen Staukörper bis in die Brennkammer bei  $y = -80$  mm. Bei  $y = -15$  mm hat die Rezirkulationszone ihre größte Ausdehnung. Weiter unten in der Brennkammer schnürt sie sich ein. Die Stromlinien zeigen im unteren Teil der Rezirkulationszone eine sich seitlich bewegende Strömung. Dies liegt daran, dass das Zentrum der Rezirkulationszone durch eine nicht exakte Zentrierung des Diffusors außerhalb der Messebene liegt.

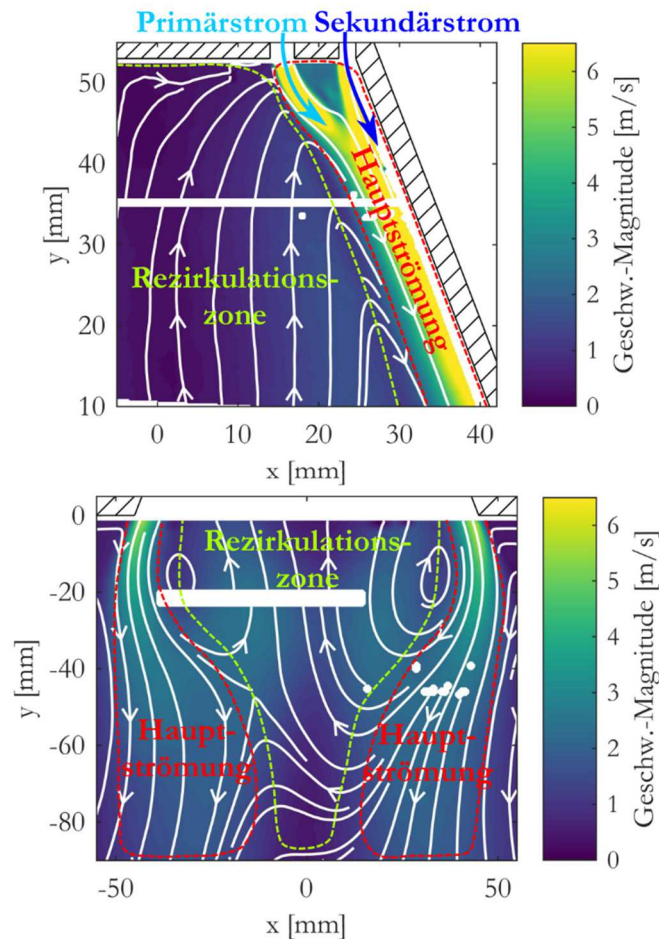


Abbildung 6.1: Strömungsfeld für den Betriebspunkt NR30. Gemittelt über 500 PIV-Aufnahmen. Geschwindigkeitsmagnitude in Falschfarben. Oben: im Diffusor; Unten: in der Brennkammer. Eingezeichnete Stromlinien geben die lokale Strömungsrichtung an. Berechnung der Stromlinien mit MATLAB („streamslice“ Funktion).

Der Sekundärstrom strebt aufgrund seines Dralls nach außen an die Diffusorwand. Primär- und Sekundärstrom vereinigen sich etwa 10 mm unter der Brennerdüse zur Hauptströmung. Der Primärstrom wird von der Rezirkulationszone in den Sekundärstrom gedrückt. Die Hauptströmung fließt an der Diffusorwand entlang und verlässt den Diffusor im Winkel der Diffusorwand. Nach Verlassen des Diffusors strömt die Hauptströmung weiter nach innen und folgt der dünner werdenden Rezirkulationszone. Gleichzeitig verbreitert sich die Hauptströmung während sie an Geschwindigkeit verliert.

An der Brennerdüse zwischen dem Primärstrom und dem Sekundärstrom gibt es eine kleine zweite, ringförmige Rezirkulationszone, die sich unterhalb der Stahlwand, die die beiden Ströme trennt, bildet. Diese äußere Rezirkulationszone ist in Abbildung 6.2 dargestellt. In dieser äußeren Rezirkulationszone mischen sich Primär- und Sekundärstrom bei gleichzeitig kleinen Strömungsgeschwindigkeiten.

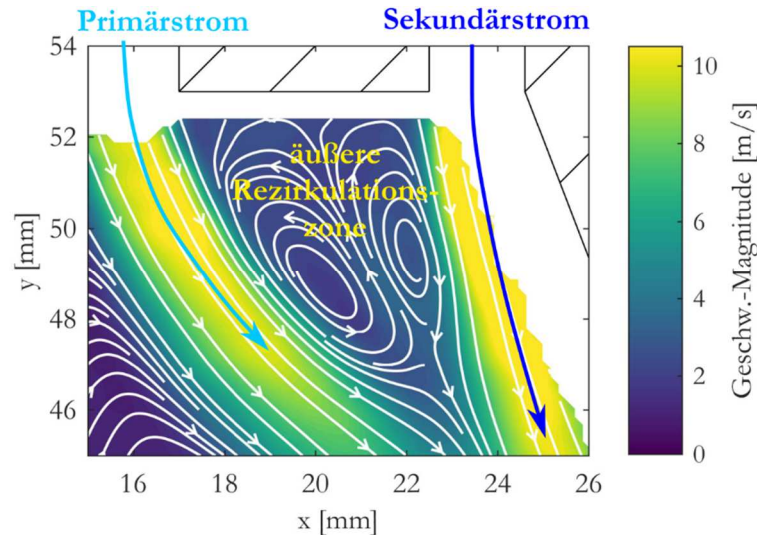


Abbildung 6.2: Mittleres Strömungsfeld in der äußeren Rezirkulationszone bei NR30. Über 500 PIV-Aufnahmen gemittelt. Geschwindigkeitsmagnitude in Falschfarben.

## Strömung der verschiedenen Atmosphären

In Abbildung 6.3 sind Profile für die Axial- und die Tangentialgeschwindigkeit in verschiedenen Höhen für die einzelnen Betriebspunkte dargestellt. In allen Geschwindigkeitsprofilen fällt die Ähnlichkeit der Geschwindigkeiten von NR25 und NR30 auf. Der Unterschied zwischen diesen Betriebspunkten liegt strömungsmechanisch lediglich in einer leicht geänderten Dichte und Viskosität. Der Betriebspunkt NRAir weicht deutlich ab. Sowohl die Dichte als auch die Volumenströme unterscheiden sich deutlich von den anderen Betriebspunkten. Die Volumenströme bei NRAir sind um den Faktor 1,6 größer. In vielen Regionen entspricht dies dem Geschwindigkeitsunterschied zwischen den Betriebspunkten.

Auf der Höhe  $y = 48,5$  mm sind im Profil der Axialgeschwindigkeit der Primärstrom, der Sekundärstrom und die äußere Rezirkulationszone zu erkennen. Außerdem ist zu sehen, dass die innere Rezirkulationszone vor dem zentralen Staukörper Geschwindigkeiten nahe Null aufweist. Ausschließlich am Rand der inneren Rezirkulationszone, in unmittelbarer Nähe zum Primärstrom, gibt es eine aufwärtsgerichtete Strömung, die Gas bis zurück an die Brennerdüse fördert. Die Tangentialgeschwindigkeit steigt in der inneren Rezirkulationszone bis zur Grenzschicht des Primärstroms nahezu linear an. Im Primärstrom ( $x = 17$  mm) ist die Tangentialgeschwindigkeit aufgrund der Einlassbedingungen Null. In der äußeren Rezirkulationszone steigt die Tangentialgeschwindigkeit bis zum Sekundärstrom mit einem treppenförmigen Verlauf stark an.

Im unteren Teil des Diffusors bei  $y = 15$  mm sind die maximalen axialen und tangentialen Geschwindigkeiten zu nahe an der Wand, um gemessen werden zu können. Das Profil der



Axialgeschwindigkeit der Hauptströmung zeigt keine Separation von Primär- und Sekundärstrom mehr. Bei der Tangentialgeschwindigkeit der Hauptströmung ist jedoch ein Plateau zwischen  $x = 25$  mm und  $x = 35$  mm und ein starker Anstieg Richtung Wand zu sehen. Dies weist auf eine nicht vollständige Mischung von Primär- und Sekundärstrom hin. Die axialen Geschwindigkeitsprofile der inneren Rezirkulationszone zeigen ein deutlich kleineres Gebiet, in dem die Strömung vom zentralen Staukörper aufgestaut wird. Das Gebiet am Rand der Rezirkulationszone, in dem die Rückströmung stattfindet, ist deutlich größer als bei  $y = 48,5$  mm.

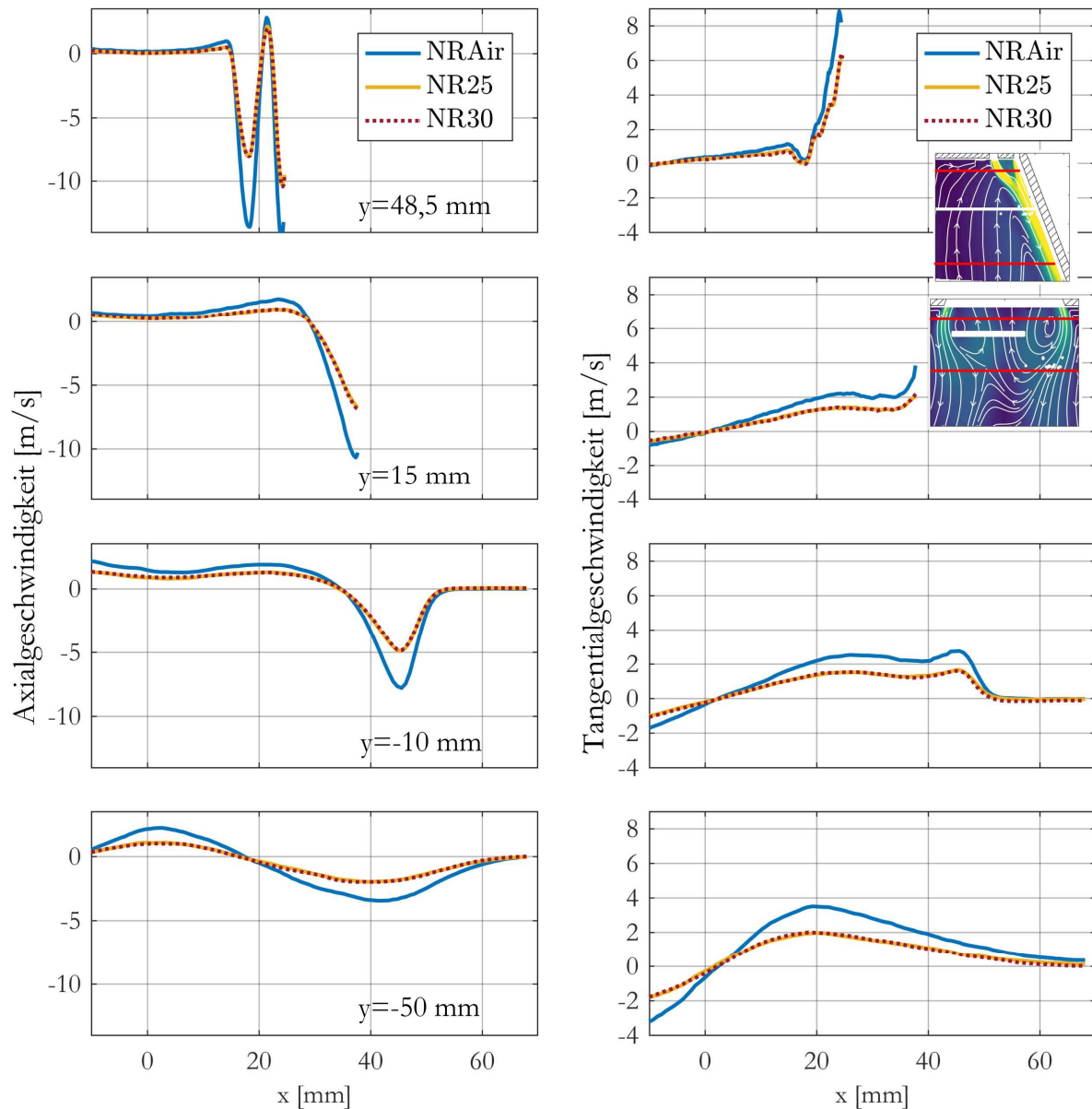


Abbildung 6.3: Vergleich der Strömungsgeschwindigkeiten der Betriebspunkte in der nicht-reagierenden Strömung. Links: Axialgeschwindigkeit; Rechts: Tangentialgeschwindigkeit. Die Profile wurden in den rot markierten Höhen aus dem Strömungsfeld extrahiert.

Kurz nach dem Brennkammereintritt bei  $y = -10$  mm hat die innere Rezirkulationszone fast ihre größte radiale Ausdehnung. Auch im Zentrum der inneren Rezirkulationszone bei  $x = 0$  mm findet hier eine Rückströmung statt (Axialgeschwindigkeit  $> 0$ ). Die Auswirkungen des Staukörpers



äußern sich weiterhin in einer kleineren Geschwindigkeit im Zentrum der Rezirkulationszone im Verhältnis zu den Rändern der Rezirkulationszone. In der Axialgeschwindigkeit der Hauptströmung, die auf dieser Höhe vollständig aufgelöst werden kann, ist keine Trennung zwischen Primär- und Sekundärströmung zu sehen. In den Tangentialgeschwindigkeiten zeigt sich die Trennung jedoch weiterhin durch ein Minimum zwischen der Rezirkulationszone und dem äußerem Rand der Hauptströmung. Diese Trennung ist jedoch weit weniger ausgeprägt als bei  $y = 15$  mm.

Bei  $y = -50$  mm am Ende der Rezirkulationszone liegt im Zentrum der Rezirkulationszone kein lokales Minimum mehr vor, sondern nur noch ein Maximum. Also ist der Einfluss der Stauströmung vor dem Staukörper in der Axialgeschwindigkeit nicht mehr zu sehen. Auch der unterschiedliche Einfluss von Primär- und Sekundärstrom auf die Tangentialgeschwindigkeiten ist dissipiert.

## 6.2 Reagierende Einphasenströmung

### 6.2.1 Strömungsfeld

#### Struktur des Strömungsfeldes

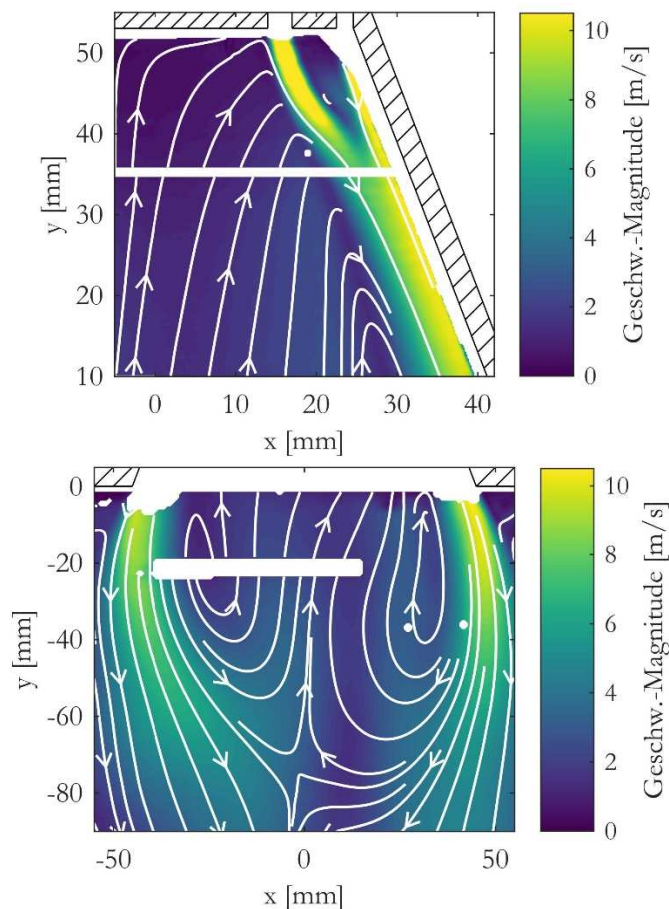


Abbildung 6.4: Strömungsfeld für den Betriebspunkt R30. Gemittelt über 500 PIV-Aufnahmen. Geschwindigkeitsmagnitude in Falschfarben. Oben: im Diffusor; Unten: in der Brennkammer.

Das gemittelte Strömungsfeld der reagierenden Einphasenströmung ist beispielhaft für R30 in Abbildung 6.4 gezeigt. Die charakteristische Strömungsform mit Wirbelzusammenbruch und Rezirkulationszone ist trotz der Flamme erhalten geblieben. Die Strömungsfelder von nicht-reagierender und reagierender Einphasenströmung sind ähnlich (vgl. Abbildung 6.1). Die reagierende Strömung wird folglich von der Geometrie des Brenners und der Brennkammer bestimmt. Die thermische Expansion hat wenig Einfluss auf die grundsätzlichen Charakteristika der Strömung, jedoch großen Einfluss auf die Werte der Strömungsgeschwindigkeit.

Kleinere Unterschiede in der Strömungsstruktur sind jedoch zu erkennen. Der Primärstrom trifft deutlich später auf den Sekundärstrom. Die Seitenflammen (vgl. Abbildung 4.5) vergrößern durch thermische Expansion die äußere Rezirkulationszone, sodass der Primärstrom erst hinter der Seitenflamme in Richtung Diffusorwand strömen kann. Insgesamt sind die Geschwindigkeiten aufgrund der thermischen Expansion in der reagierenden Strömung höher als in der nicht-reagierenden.

### **Strömung der unterschiedlichen Atmosphären**

In Abbildung 6.5 sind Profile der Axialgeschwindigkeit und der Tangentialgeschwindigkeit der verschiedenen Betriebspunkte aufgetragen. In der reagierenden Strömung zeigen die Oxyfuel-Betriebspunkte R25 und R30 deutliche Unterschiede, da der veränderte Sauerstoffgehalt die Reaktionsgeschwindigkeit und dadurch auch die thermische Expansion stark beeinflusst. Im oberen Teil des Diffusors haben starke Reflexe und Verschmutzung durch die Feststofftracer die Messung in Wandnähe verhindert. Die Geschwindigkeitsprofile von RAir in der oberen Position sind daher nicht vollständig.

Vergleicht man die Profile der Axialgeschwindigkeit bei  $y = 45$  mm von R25 und R30 wird deutlich, dass die äußere Rezirkulationszone bei R30 deutlich länger ist. Bei R25 reicht die Rezirkulationszone nicht bis zu dieser Höhe und die Axialgeschwindigkeiten von Primär- und Sekundärstrom haben sich fast angeglichen. Dass der Primärstrom bei R25 weiter innen liegt als bei R30, ist in der Axial- und in der Tangentialgeschwindigkeit zu sehen und wird durch die fehlende Seitenflamme verursacht.

Bei  $y = 15$  mm im unteren Teil des Diffusors sind die größeren Volumenströme im RAir Betriebspunkt an den Axialgeschwindigkeiten sowohl in der Rezirkulationszone als auch in der Hauptströmung zu sehen. Die Profile der Axialgeschwindigkeit der Oxyfuel-Betriebspunkte sind sehr ähnlich. Eine unterschiedliche thermische Expansion ist auf dieser Höhe offensichtlich noch nicht vorhanden. Auch die thermische Expansion, die aufgrund der Seitenflamme bei R30 vorhanden ist, macht nur einen kleinen Unterschied. An den Axialgeschwindigkeiten lassen sich Primär- und Sekundärstrom nicht mehr unterscheiden, während die Tangentialgeschwindigkeiten noch klare Unterschiede zeigen.

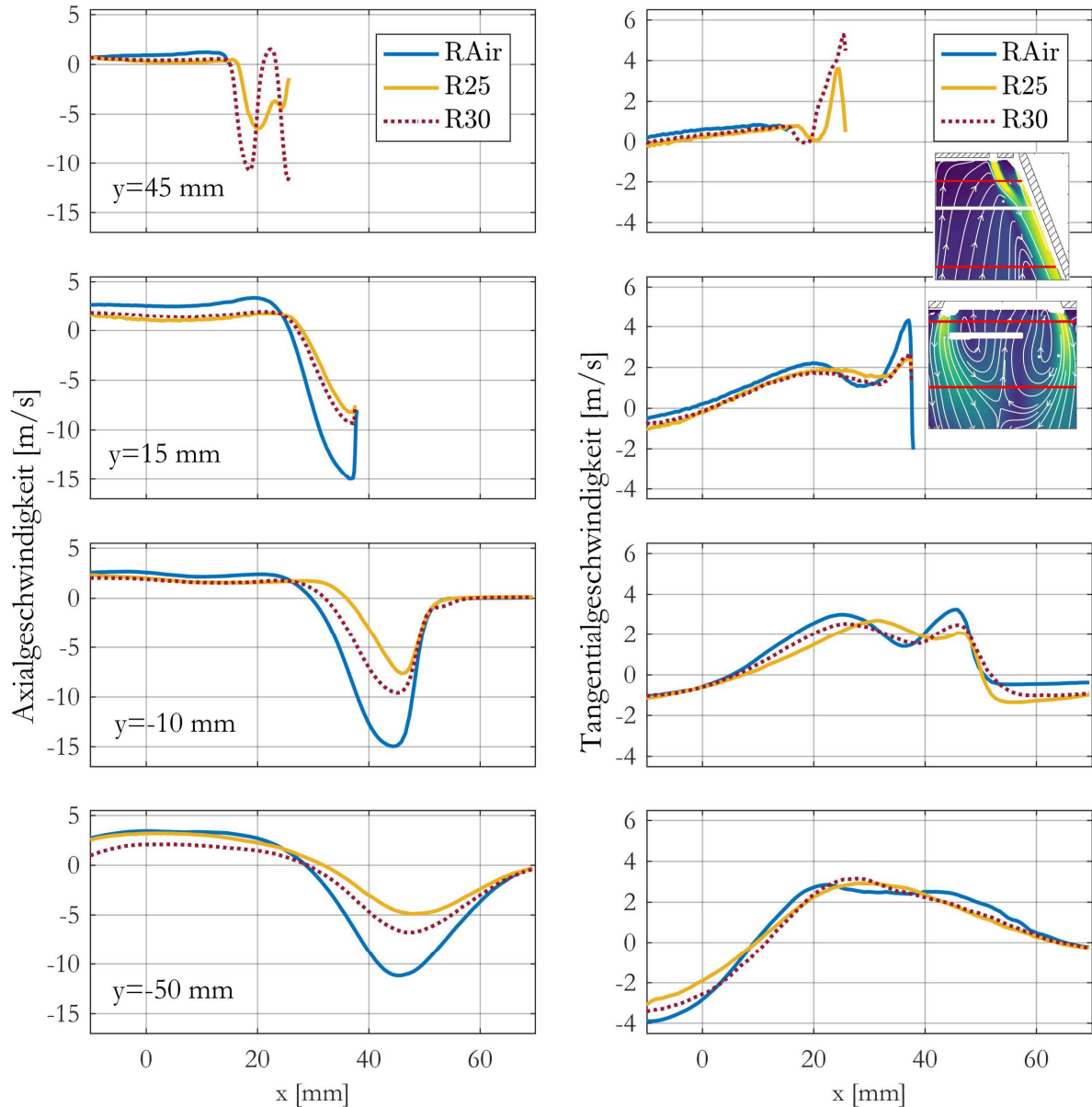


Abbildung 6.5: Vergleich der Strömungsgeschwindigkeiten der Betriebspunkte in der reagierenden Einphasenströmung. Links: Axialgeschwindigkeit; Rechts: Tangentialgeschwindigkeit. Die Profile wurden in den rot markierten Höhen aus dem Strömungsfeld extrahiert.

Bei  $y = -10$  mm am Diffusoraustritt zeigen sich deutliche Unterschiede in allen drei Betriebspunkten. Die unterschiedlichen thermodynamischen und chemischen Eigenschaften der Atmosphären wirken sich auf dieser Höhe auf das Strömungsfeld aus. An den Profilen der Axialgeschwindigkeit ist zu sehen, dass bei RAir, bedingt durch die höheren Volumenströme, sowohl eine stärkere Rezirkulationszone als auch eine schnellere Hauptströmung vorliegt. Die Rezirkulationszone ist bei R25 und R30 durch die gleichen Volumenströme ähnlich stark. Die Hauptströmung zeigt jedoch bei R30 höhere Geschwindigkeiten aufgrund einer höheren thermischen Expansion. Die höhere thermische Expansion zeigt sich trotz der höheren Luftzahl ( $\lambda = 1,10$  bei R25;  $\lambda = 1,33$  bei R30; siehe Tabelle 4.1), sodass sie auf die höhere Sauerstoffkonzentration und die niedrigere Wärmekapazität der Atmosphäre zurückgeführt werden kann. In den Geschwindigkeitsprofilen zeigt sich, dass die Hauptströmung bei R25 weiter nach außen versetzt

ist. Verfolgt man das durch den Primärstrom verursachte lokale Minimum der Tangentialgeschwindigkeit über die verschiedenen Höhen, kann man als möglichen Grund das Fehlen der Seitenflamme ausmachen.

Bei  $y = -50$  mm im unteren Bereich der Rezirkulationszone ist in den Profilen der Tangentialgeschwindigkeit von R25 und R30 der Einfluss des Primärstroms nicht mehr zu sehen. Bei RAir ist der Einfluss noch sichtbar. Dies könnte an der höheren Strömungsgeschwindigkeit liegen, durch die Strömungsstrukturen eine größere Strecke benötigen, um zu dissipieren. Der Unterschied der Axialgeschwindigkeit in der Hauptströmung von R25 und R30 hat sich gegenüber dem Unterschied am Diffusoraustritt nicht verändert, sodass auf eine ähnliche thermische Expansion zwischen  $y = -10$  mm und  $y = -50$  mm geschlossen werden kann.

### 6.2.2 Reaktionszone

Die Reaktionszone wurde mithilfe von OH-PLIF lokalisiert. Bei der Verbrennung im vorgemischten Regime wird das OH-Radikal in der inneren Reaktionszone gebildet, wobei die Gleichgewichtskonzentration deutlich überschritten wird. Hinter der Flammenfront innerhalb der Oxidationszone fällt die OH-Konzentration auf die Gleichgewichtskonzentration ab. Diese hängt von der Temperatur und dem Mischungsbruch ab. Anhand der relativen OH-Konzentration können unverbranntes Gas, Reaktionszone und Abgas unterschieden werden.

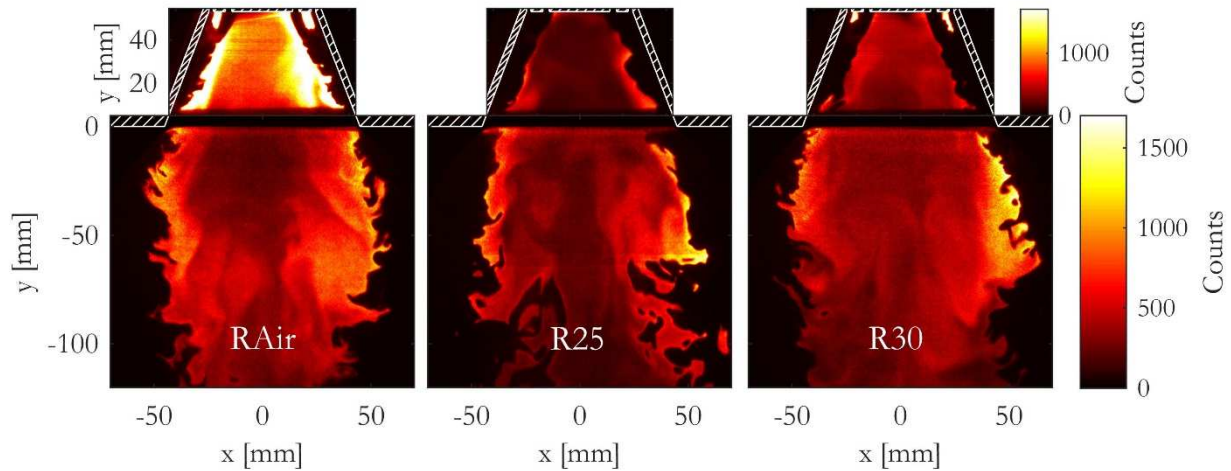


Abbildung 6.6: Instantane OH-PLIF Bilder der reagierenden Einphasenströmung. Oben: im Diffusor, Unten: in der Brennkammer. Unterschiedliche Betriebspunkte von links nach rechts: RAir, R25, R30. Laserlicht kommt von rechts. Absorption entlang des Laserpfades ist nicht korrigiert.

In turbulenten Diffusionsflammen sind die Gradienten in der Reaktionszone kleiner. Dadurch kann die Reaktionszone nicht immer vom Abgas unterschieden werden. In Abbildung 6.6 sind exemplarisch Einzelbilder der durchgeführten OH-PLIF Messungen gezeigt. In der Brennkammer gibt es Gebiete, in denen die OH-Konzentration deutlich oberhalb der Gleichgewichtskonzentration liegt und die Reaktionszone lokalisiert werden kann und Gebiete in denen lediglich heißes von

kaltem Gas unterschieden werden kann (z.B. bei  $y = -100$  mm). Die Intensität des OH-Signals ist ein Indiz für die Intensität der Reaktion. Die Intensität kann jedoch auch durch unterschiedliche Quench-Bedingungen der Fluoreszenz in den verschiedenen Atmosphären beeinflusst werden.

Im Diffusor ist in der äußeren Rezirkulationszone bei RAir und R30 das OH-Signal der Seitenflammen, die auch in den Fotografien der Chemilumineszenz in Abbildung 4.5 sichtbar sind, zu sehen. Die hohe OH-Konzentration weist auf eine intensive Reaktion in diesem Gebiet hin. Die Seitenflammen verlöschen jedoch hinter der äußeren Rezirkulationszone wieder. Vermutlich tragen die Seitenflammen zur Stabilisierung der Hauptflammen bei, da die erzeugte Wärme in die Hauptströmung transportiert wird.

Die Reaktionszone ist im Diffusor zwischen rezirkuliertem Abgas und Frischgas bei RAir am deutlichsten zu erkennen. Bei R30 ist sie schwächer und bei R25 ist sie in manchen Bereichen nicht zu sehen. Die unterschiedlich starke Reaktion im Diffusor kann durch die unterschiedlichen lokalen Luftzahlen bedingt sein. Ein großer Teil des für die Verbrennung benötigten Sauerstoffs wird durch den Sekundärstrom bereitgestellt. In der Flamme zwischen Rezirkulationszone und Primärstrom fehlt dieser Sauerstoff. Bei RAir ist die Luftzahl am höchsten ( $\lambda = 1,56$ ), sodass in der Rezirkulationszone wesentlich mehr Sauerstoff vorhanden ist, als in den Oxyfuel-Betriebspunkten R25 ( $\lambda = 1,10$ ) und R30 ( $\lambda = 1,33$ ). Die intensivste Reaktion, die bei RAir im Diffusor ist, verschiebt sich bei den Oxyfuel-Betriebspunkten weiter nach unten in die Brennkammer.

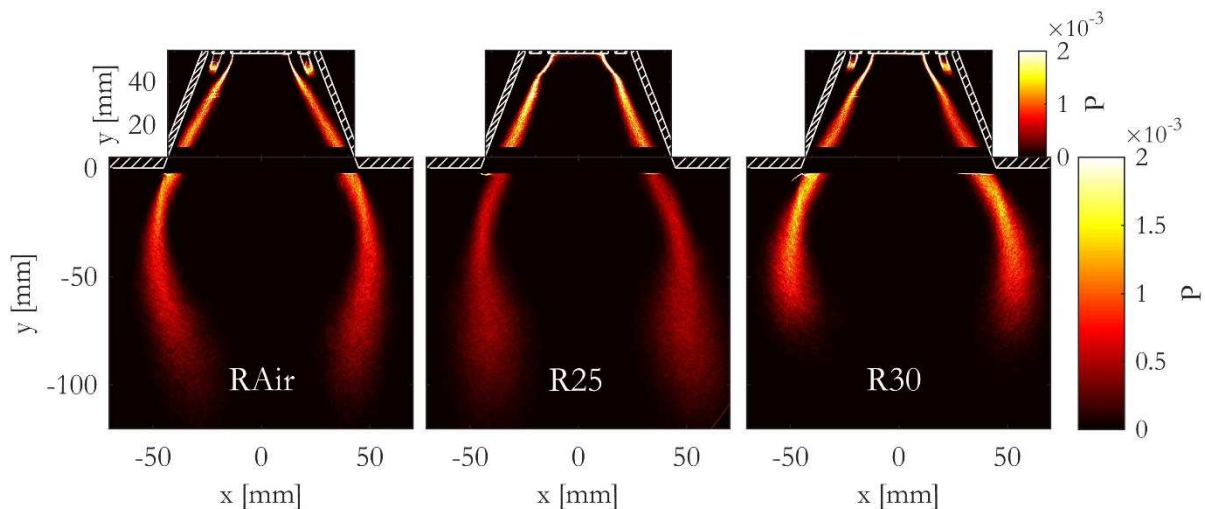


Abbildung 6.7: Wahrscheinlichkeitsverteilung der Reaktionsfront, bestimmt durch die Binarisierung der relativen OH-Verteilung.  $P$ : Wahrscheinlichkeit, dass die Reaktionsfront in einem Pixel detektiert wurde. Oben: im Diffusor, Unten: in der Brennkammer. Unterschiedliche Betriebspunkte von links nach rechts: RAir, R25, R30.

Die Hauptflamme bildet sich um die Rezirkulationszone herum aus. Die Abhebehöhe am Staukörper ist kleiner als die räumliche Auflösung des Messsystems. Im oberen Teil des Diffusors brennt die Flamme eben, während sie im unteren Teil mit zunehmender Lauflänge aufgrund der Turbulenz zunehmend verwinkelt. In der Brennkammer wird die Reaktionsfront stark verwinkelt, da die Strömung nicht mehr durch die Diffusorwand stabilisiert wird und deutlich turbulenter wird.

Wird der stärkste Gradient in der OH-Verteilung bestimmt, kann die Grenze zwischen heißem und kaltem Gas lokalisiert werden. Im Diffusor und im oberen Teil der Brennkammer ( $y \geq -70$  mm) fällt diese Grenze in der Regel mit der Reaktionsfront zusammen. In Abbildung 6.7 ist die Aufenthaltswahrscheinlichkeit für die so bestimmte Reaktionsfront abgebildet.

Die Wahrscheinlichkeitsverteilung der Reaktionsfront ist oben im Diffusor schmal und wird stromab immer breiter. Mit zunehmender Lauflänge der Hauptströmung werden die turbulenten Schwankungen größer, sodass der Aufenthaltsort der Flamme größeren Schwankungen unterworfen ist. Die Seitenflammen haben nur einen kleinen Einfluss auf die Position der Hauptflamme. Im Diffusor wird der Öffnungswinkel der Reaktionsfrontverteilung vom Winkel des Diffusors vorgegeben, während er in der Brennkammer durch die Aerodynamik bestimmt wird. Der Strömung folgend verkleinert sich der Öffnungswinkel der Verteilung in der Brennkammer. Die Reaktionsfrontverteilung ist jedoch für alle Atmosphären ähnlich, was auf die gleiche Drallzahl zurückgeführt werden kann.

### 6.2.3 Flammenstabilisierung und Verbrennungsregime

Die vorliegenden Flammen werden durch das Zusammenspiel und die Mischung von den heißen Abgasen der Rezirkulationszone, dem brennstoffreichen Primärstrom und dem nur aus Oxidator bestehenden Sekundärstrom stabilisiert. Zur Untersuchung der Flammenstabilisierung wären Messungen zur Mischung hilfreich, diese wurden jedoch im Rahmen dieser Arbeit nicht durchgeführt. Die in diesem Abschnitt gemachten Aussagen über die Mischung der Flamme sind daher als Hypothesen zu verstehen.

Die Seitenflammen bei RAir und R30 werden in der äußeren Rezirkulationszone zwischen Primär- und Sekundärstrom stabilisiert. Sie brennen, wie die in Abschnitt 2.3 beschriebenen Diffusionsflammen, zwischen dem brennstoffreichen Strom und dem Oxidatorstrom. Trotz der Mischung in der äußeren Rezirkulationszone brennen diese Flammen höchstwahrscheinlich als Diffusionsflamme. Bei R25 wurden die Seitenflammen nicht beobachtet. Im Vergleich zu den anderen Betriebspunkten ist die Vormischung im Primärstrom bei R25 kleiner ( $\lambda_1 = 0,42$  bei R25,  $\lambda_1 = 0,51$  bei R30 und  $\lambda_1 = 0,62$  bei RAir). Die Mischung in der äußeren Rezirkulationszone ist vermutlich bei R25 nicht schnell genug und die Flammengeschwindigkeit aufgrund der Atmosphäre zu gering, um eine Seitenflamme zu stabilisieren. Die Seitenflammen bei RAir und R30 verlöschen etwa bei  $y = 45$  mm. Die Diffusionsflammen brauchen zur Stabilisierung offenbar kleine Strömungsgeschwindigkeiten, die in der Hauptströmung zwischen Primär- und Sekundärstrom außerhalb der äußeren Rezirkulationszone nicht existieren. Da die Seitenflammen getrennt von der Hauptflamme brennen, können sie nicht von dieser stabilisiert werden. Die Wärme, die von den Seitenflammen in die Hauptströmung getragen wird, wird auch zur Stabilisierung der Hauptflamme beitragen.

Die innere Hauptflamme brennt nahe an der Brennerdüse auch als Diffusionsflamme. Die Mischung des brennstoffreichen Primärstroms mit dem Restsauerstoff des rezirkulierten Abgases geschieht an der Grenzfläche zwischen innerer Rezirkulationszone und Primärstrom. Die genaue



Lage der mittleren Reaktionsfront im Verhältnis zur Rezirkulationszone kann anhand von Abbildung 6.8 nachvollzogen werden. Dort ist zusätzlich zur axialen Strömungsgeschwindigkeit die mittlere Reaktionsfront und die Grenze der Rezirkulationszone (Axialgeschwindigkeit = 0 m/s) eingezeichnet. Bei RAir liegt die Flamme im oberen Diffusor auf der Grenze der Rezirkulationszone. Aufgrund der guten Vormischung im Primärstrom ist ein brennfähiges Gemisch nach einer kurzen Mischungslänge erreicht. Bei den Betriebspunkten R25 und R30 liegt die Reaktionsfront weiter in der Rezirkulationszone. Aufgrund der schlechteren Vormischung dauert die Mischung zum brennfähigen Gemisch dort länger. Durch die hohe Temperatur in der Rezirkulationszone wird die Flamme trotzdem stabilisiert.

Die Diffusionsflamme nahe der Brennerdüse brennt nur mit dem Restsauerstoff aus der Rezirkulationszone und dem Primärstrom. Für eine vollständige Verbrennung wird der Sauerstoff aus dem Sekundärstrom benötigt. Nach dem Verlöschen der Seitenflammen ist in der Grenzschicht zwischen Primär- und Sekundärstrom jedoch nicht die nötige Temperatur vorhanden, um eine Flamme zu zünden. Die hohe Temperatur in der Rezirkulationszone muss erst über Wärmetransport von innen und der Sauerstoff von außen über Diffusion in den Primärstrom gelangen, damit der Sauerstoff des Sekundärstroms an der Reaktion teilnimmt.

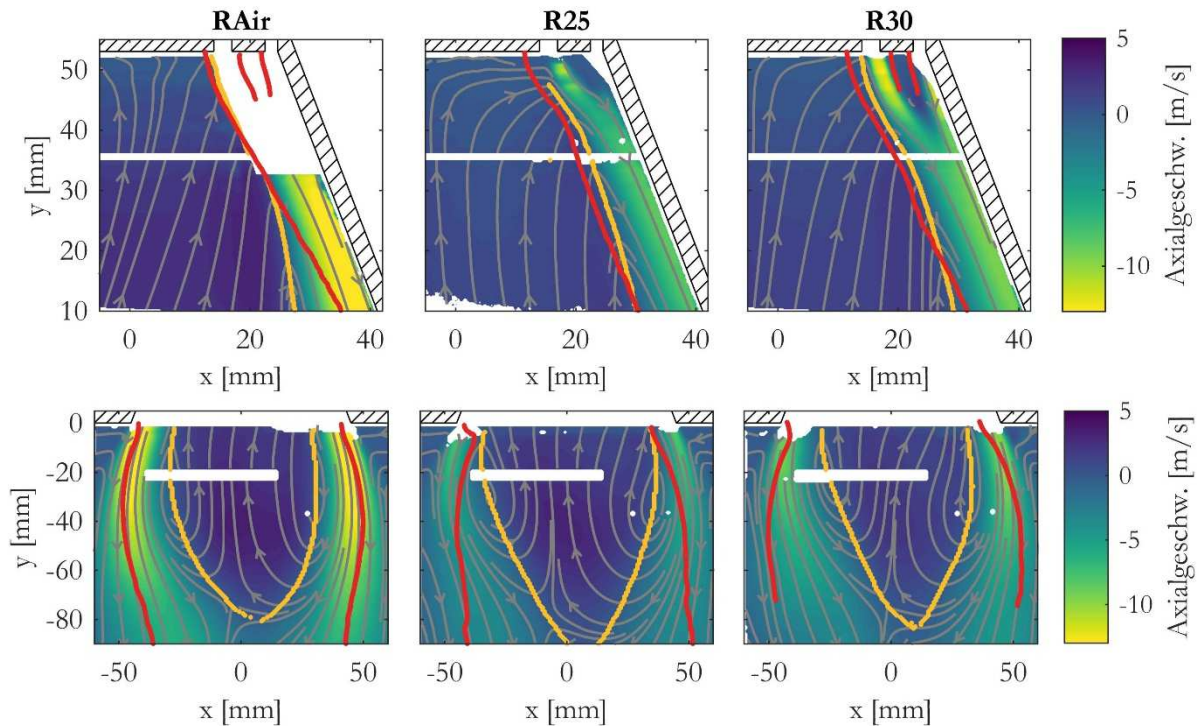


Abbildung 6.8: Vergleich von Reaktionsfront und Strömungsfeld. Die Farbskala zeigt die mittlere Axialgeschwindigkeit. Die orangefarbenen Linien markieren die Grenze der Rezirkulationszone bei einer Axialgeschwindigkeit von 0 m/s. Die roten Linien markieren die mittlere Reaktionsfront. Oben: im Diffusor, Unten: in der Brennkammer. Unterschiedliche Betriebspunkte von links nach rechts: RAir, R25, R30.

Je weiter sich das Gas stromab bewegt, desto weiter vorangeschritten ist die Mischung von Brennstoff und Sauerstoff und desto reaktiver wird das Gasgemisch zwischen Primär- und

Sekundärstrom. Außerdem wird die Wärme aus der inneren Rezirkulationszone immer weiter nach außen transportiert. Wie in Abbildung 6.8 zu sehen ist, kann die Flamme bei etwa  $y = -40$  mm auch in den Gebieten mit hoher Strömungsgeschwindigkeit stabilisiert werden. Auf dieser Höhe ist in allen Betriebspunkten die notwendige Temperatur und Mischung in der gesamten Hauptströmung vorhanden, um die Flamme auch in den schnell strömenden Gebieten zu stabilisieren. Es ist möglich, dass bis zu dieser Höhe die Mischung weit genug vorangeschritten ist, dass die Flamme im vorgemischten Regime brennt. Die starken Gradienten und eine OH-Konzentration (vgl. Abbildung 6.6) deutlich über der Gleichgewichtskonzentration unterstützen diese These.

Der Ort der Transition der Flamme von einer Diffusionsflamme am Rand der Rezirkulationszone zu einer möglicherweise vorgemischten Flamme in der Hauptströmung hängt vom Betriebspunkt ab. RAir weist die höchste Vormischung im Primärstrom mit  $\lambda_1 = 0,62$  auf. Es folgen R30 mit  $\lambda_1 = 0,51$  und R25 mit  $\lambda_1 = 0,42$ . Entsprechend sind die Transitionsunkte der Flamme von der Rezirkulationszone in die Hauptströmung auf den Höhen  $y = 30$  mm bei RAir,  $y = 20$  mm bei R30 und  $y = 10$  mm bei R25.

## 6.3 Nicht-reagierende Zweiphasenströmung

### 6.3.1 Charakteristiken der Zweiphasenströmung

Als Betriebspunkte wurden NRAir und NR30 mit jeweils drei Partikelbeladungen von etwa 0,1 kg/h, 0,5 kg/h und 2,0 kg/h untersucht. Es wurden sphärische Partikel zwischen 36  $\mu\text{m}$  und 87  $\mu\text{m}$  verwendet (siehe Tabelle 4.3). Alle Betriebspunkte zeigen ähnliche Phänomene. Die Unterschiede zwischen den Betriebspunkten sind klein. Daher werden exemplarisch nur die Ergebnisse zu dem Betriebspunkt NR30 mit einer Partikelbeladung von 0,5 kg/h gezeigt. Für die Ergebnisse der anderen Betriebspunkte sei auf den Anhang verwiesen.

#### Gasströmung

Die Gasströmung ist im linken Teil von Abbildung 6.9 gezeigt. Sie weist die gleichen Charakteristiken wie die Einphasenströmung auf. Die Hauptströmung umschließt eine durch den Drall induzierte Rezirkulationszone, die bis  $y = -10$  mm breiter wird, bevor sie sich wieder verengt.



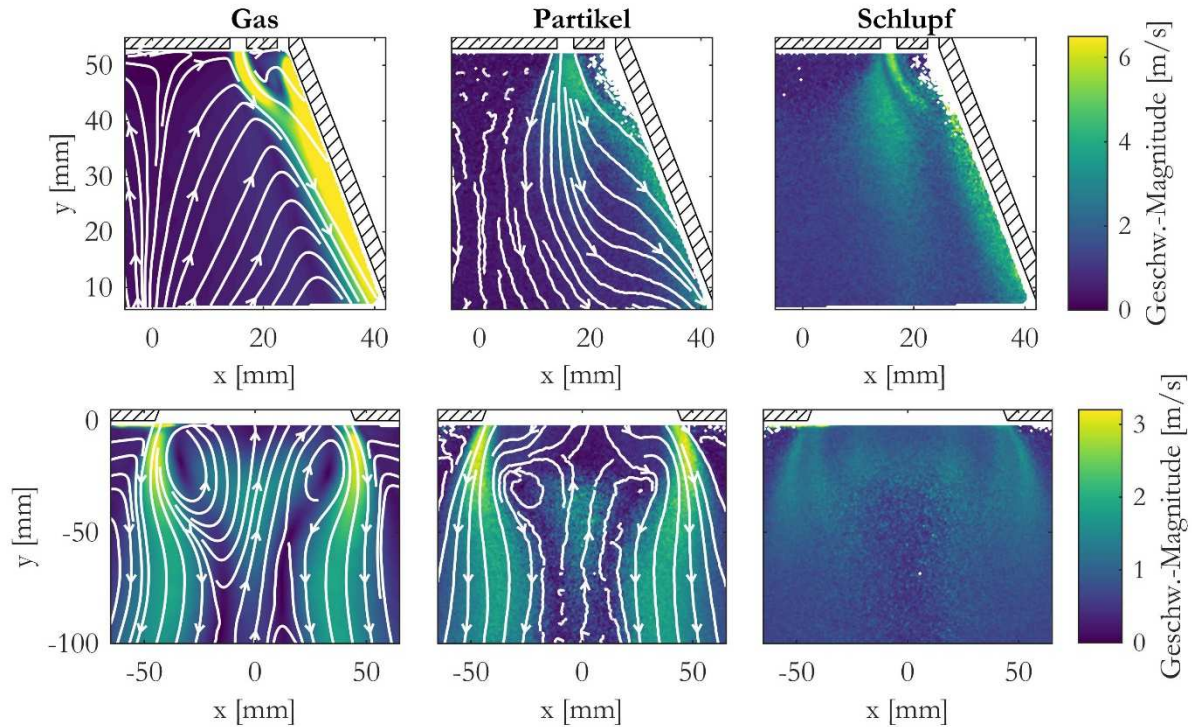


Abbildung 6.9: Mittleres Strömungsfeld der Zweiphasenströmung. Geschwindigkeitsmagnituden der NR30 Atmosphäre mit einer Partikelbeladung von 0,5 kg/h. Oben: im Diffusor, Unten: in der Brennkammer. Unterschiedliche Skala oben und unten. Von links nach rechts: Gas, Partikel, Schlupf.

### Partikelgeschwindigkeiten

Die mittleren Partikelgeschwindigkeiten sind in der Mitte von Abbildung 6.9 gezeigt. Während die Partikelgeschwindigkeiten in der Brennkammer den Gasgeschwindigkeiten ähneln, sind sie im Diffusor gänzlich anders. Bei der Interpretation der Partikelgeschwindigkeiten muss die Partikelverteilung beachtet werden. Diese ist in Abbildung 6.10 dargestellt.

In Regionen mit geringer Partikeldichte sind die Geschwindigkeitsdaten der Partikel verrauscht, weil die Stichprobenanzahl für die Schätzung der Mittelwerte (Abbildung 6.9) entsprechend klein ist. Die Bereiche mit geringer Partikelbeladung sind direkt unterhalb des zentralen Staukörpers, im Sekundärstrom vor der Mischung mit dem Primärstrom, in der äußeren Rezirkulationszone zwischen Primär- und Sekundärstrom und in der sich verengenden Rezirkulationszone unterhalb von  $y = -30$  mm.

In der Hauptströmung bewegen sich die Partikel sowohl im Diffusor als auch in der Brennkammer mit der Gasströmung in dieselbe Richtung. In der Hauptströmung der Brennkammer liegt eine hohe Partikeldichte vor und die Geschwindigkeiten von Partikeln und Gas sind ähnlich. In der Hauptströmung im Diffusor liegt eine deutlich kleinere Partikeldichte vor und in der oberen Hälfte des Diffusors sind kaum Partikel vorhanden. Die Strömungsgeschwindigkeiten der Partikel sind deutlich kleiner als die Gasgeschwindigkeiten. Die Partikel in der Hauptströmung werden also auf dem Weg vom Diffusor in die Brennkammer beschleunigt.

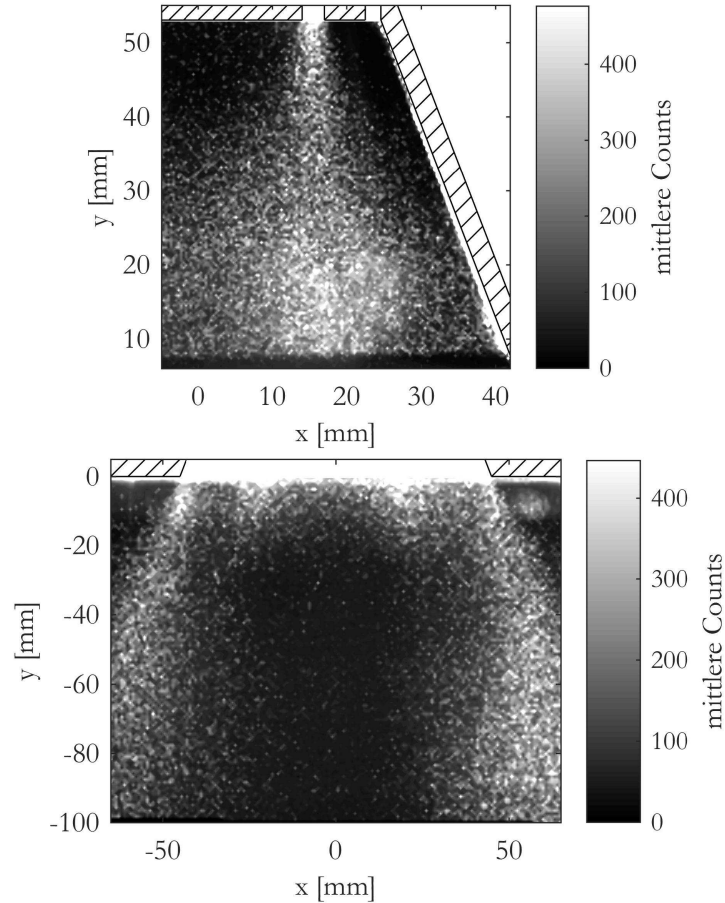


Abbildung 6.10: Partikelverteilung in der nicht-reagierenden Zweiphasenströmung. NR30 Atmosphäre mit einer Partikelbeladung von 0,5 kg/h. Unterschiedliche räumliche Skalen in beiden Bildern. Mittelwert aus 500 Bildern mit Partikeln ohne Tracer.

Der interessanteste Bereich liegt innerhalb der Rezirkulationszone bei den hohen Partikeldichten. Dort ist der größte Unterschied von Gas- und Partikelgeschwindigkeiten zu erkennen (Abbildung 6.9). Der Bereich befindet sich in der Nähe der Brennerdüse direkt unterhalb des Primärspalts und weitet sich stromab. Bei etwa  $y = -20$  mm liegt die untere Grenze des Bereichs hoher Partikeldichten innerhalb der Rezirkulationszone. Die Stromlinien der Partikelgeschwindigkeiten aus Abbildung 6.9 repräsentieren jedoch nicht die Bahnlinien der Partikel. In einer instationären Strömung, die bei Turbulenz immer vorhanden ist, können Strom und Bahnlinien voneinander abweichen.

Dass es unterhalb des Primärspalts zwei Gruppen von Partikelbewegungen gibt, lässt sich anhand von Abbildung 6.11 nachvollziehen. Dort ist die Wahrscheinlichkeitsdichteverteilung der axialen Partikelgeschwindigkeiten in einem Bereich unterhalb des Primärspalts aufgetragen. Es sind zwei Maxima zu erkennen.

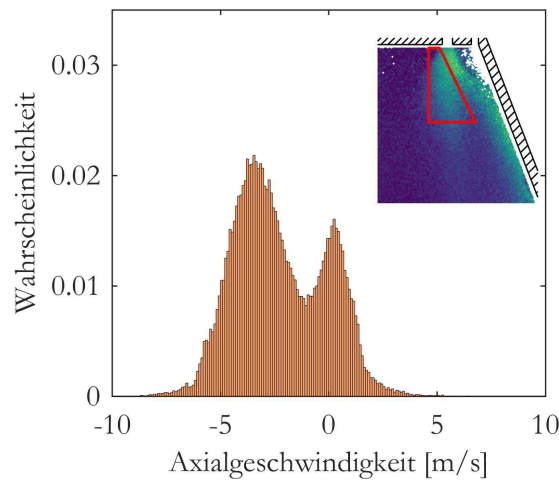


Abbildung 6.11: Wahrscheinlichkeitsdichteverteilung der axialen Partikelgeschwindigkeit unterhalb des Primärspalts. Die aufgetragenen Partikelgeschwindigkeiten stammen aus der rot umrandeten Region im Bild oben rechts. Partikel, die sich nach unten bewegen, besitzen negative Geschwindigkeiten.

Das Maximum bei -4 m/s stammt von Partikeln, die gerade den Primärspalt verlassen haben und aufgrund ihres hohen Impulses in die Rezirkulationszone eindringen. Durch ihre hohe Geschwindigkeit und ihre lange Relaxationszeit folgen sie nicht der Primärströmung in Richtung der Diffusorwand. In Abbildung 6.10 ist zu sehen, dass diese Partikel nicht alle gerade nach unten strömen, sondern mit einem gewissen Öffnungswinkel den Primärspalt verlassen. Partikelkollisionen und trotz dem begrenztem Folgevermögen der Partikel auch Turbulenz könnten Gründe dafür sein. Das zweite Maximum bei etwa +0,2 m/s stammt von Partikeln, die sich offenbar schon länger in der Strömung befinden und ihren Anfangsimpuls abgebaut haben. Diese werden durch die Gasströmung langsam nach oben getragen.

Um die Bewegung der beiden Partikelgruppen separat zu untersuchen, sind in Abbildung 6.12 konditionierte Mittelwerte der Partikelgeschwindigkeiten aufgetragen. Partikel, die sich abwärts bewegen (mittlere Spalte), bewegen sich im Diffusor eher gerade ohne starke Seitwärtsbewegung. Die Stromlinien der Partikel, die sich aufwärts bewegen (rechte Spalte), zeigen weiter nach außen Richtung Wand. Für die Bewegung der Partikel lässt sich daraus folgende Hypothese ableiten: Die Partikel treten aus dem Primärspalt aus und können dem Primärstrom nicht in Richtung Diffusorwand folgen. Sie dringen daher in die Rezirkulationszone ein und bewegen sich dabei eher gerade nach unten. Durch die entgegengesetzte Gasbewegung in der Rezirkulationszone werden sie abgebremst. Die teilweise nach außen gerichtete Gasströmung trägt die Partikel langsam nach außen. Aufgrund des Dralls in der Rezirkulationszone wird auch den Partikeln Drall aufgeprägt. Wie groß dieser Drall ist, ist unbekannt. Er trägt auch dazu bei, dass die Partikel nach außen getragen werden. Abhängig von der Größe der Partikel und dem instantanen, turbulenten Strömungsfeld, werden die Partikel unterschiedlich schnell abgebremst. Unterhalb von  $y = -30$  mm sind kaum noch Partikel zu sehen. Daraus folgt, dass auch die Partikel, die langsam abgebremst werden, die Rezirkulationszone kurz nach Eintritt in die Brennkammer an der Seite verlassen. Partikel, die schneller abgebremst werden, werden innerhalb der Rezirkulationszone vollständig

gestoppt und nach oben getragen. Dabei bewegen sie sich langsam nach außen und treten schließlich wieder in die Hauptströmung ein.

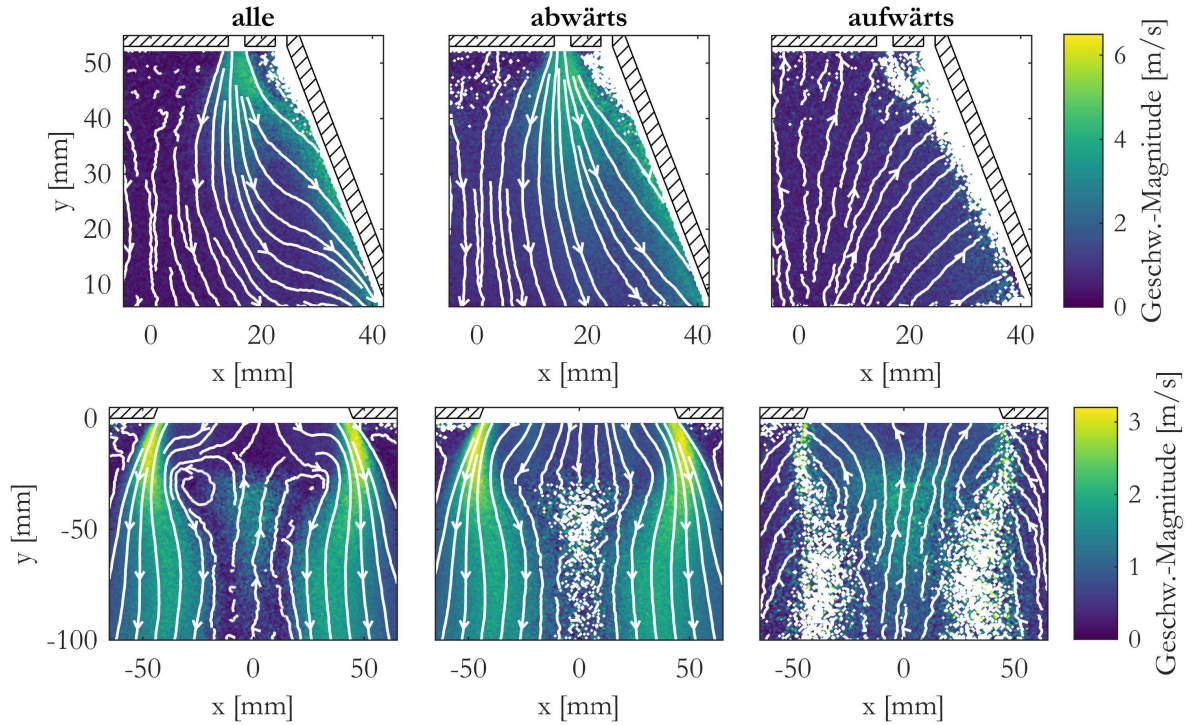


Abbildung 6.12: Konditionierte Mittelwerte der Partikelgeschwindigkeiten. Zweiphasenströmung von NR30 mit einer Partikelbeladung von 0,5 kg/h. Oben: im Diffusor, Unten: in der Brennkammer. Mittlere Geschwindigkeitsmagnitude von links nach rechts: alle Partikel, sich abwärts bewegende Partikel, sich aufwärts bewegende Partikel. Unterschiedliche räumliche Skalen im Diffusor und in der Brennkammer. An weißen Stellen sind keine Daten vorhanden.

## Schlupfgeschwindigkeit

Die instantan bestimmten Partikel- und Gasphasengeschwindigkeiten wurden verwendet, um die instantane Schlupfgeschwindigkeit zu bestimmen. Aus der Mittelung des Betrags der instantanen Schlupfgeschwindigkeit ergibt sich die mittlere Schlupfgeschwindigkeit nach folgender Formel:

$$\bar{v}_s = \overline{|v_g - v_p|} \quad (6.1)$$

Dabei ist  $v_s$  die Schlupfgeschwindigkeit,  $v_g$  die Gasphasengeschwindigkeit,  $v_p$  die Partikelgeschwindigkeit und die Überstriche bezeichnen die Mittelwerte. Die mittlere Schlupfgeschwindigkeit weicht von der Differenz  $v_d$  der mittleren Partikel- und Gasphasengeschwindigkeiten ab, welche sich berechnet zu:

$$v_d = \bar{v}_g - \bar{v}_p \quad (6.2)$$

Für die chemische Reaktion in der Kohleverbrennung ist die mittlere Schlupfgeschwindigkeit  $\bar{v}_s$  relevant, da diese einen großen Einfluss auf die Temperatur- und Konzentrationsgradienten in der Grenzschicht der Partikel hat und damit die Umsetzungsrate des Brennstoffs beeinflusst.

In Abbildung 6.9 (rechts) sind im Diffusor drei Bereiche mit erhöhter Schlupfgeschwindigkeit zu sehen. Der erste Bereich ist im Zentrum des Primärstroms direkt an der Brennerdüse. Die Partikel und das Gas haben also schon beim Austritt aus der Brennerdüse eine unterschiedliche Geschwindigkeit. Der Grund hierfür ist die Konstruktion des Primärspalts. In Abbildung 4.2 ist zu sehen, dass sich der Primärspalt kurz vor der Brennerdüse verjüngt. Diese Verjüngung um das 2,3-fache beschleunigt die Gasströmung. Die Partikel können sich dieser Geschwindigkeitsänderung aufgrund ihres schlechten Folgevermögens nicht schnell genug anpassen, sodass sie beim Austritt aus dem Primärspalt deutlich langsamer sind als das Gas. Der zweite Bereich mit hohem Schlupf liegt unterhalb des Primärspalts, in dem Gebiet, in dem die Partikel in die Rezirkulationszone eindringen und die Partikel sich entgegengesetzt zum Gas bewegen. Die Schlupfgeschwindigkeit nimmt ab, je tiefer die Partikel in die Rezirkulationszone eingedrungen sind, weil die Partikel abgebremst werden. Der dritte Bereich mit erhöhtem Schlupf liegt in der Hauptströmung im Diffusor. Die Partikel, die von der Rezirkulationszone abgebremst wurden und langsam nach außen getragen werden, treten mit geringer Geschwindigkeit in die schnelle Hauptströmung ein. Dadurch ergibt sich eine große Schlupfgeschwindigkeit.

In der Brennkammer sind die Schlupfgeschwindigkeiten insgesamt niedriger als im Diffusor und homogener verteilt. Eine leichte Erhöhung kann an den Rändern der Hauptströmung ausgemacht werden. In den Grenzschichten der schnellen Hauptströmung sind die Gradienten der Gasphasengeschwindigkeit hoch. Diesen Gradienten können die Partikel bei einer Transition in die Hauptströmung hinein oder aus der Hauptströmung heraus nicht folgen, wodurch sich eine hohe Schlupfgeschwindigkeit ergibt.

Wie weiter oben beschrieben, berechnet sich die für die Verbrennung relevante mittlere Schlupfgeschwindigkeit  $\bar{v}_s$  aus dem Mittelwert des Betrags der instantanen Schlupfgeschwindigkeiten und nicht aus der Differenz der Mittelwerte von Gasphasen- und Partikelgeschwindigkeit ( $v_d$ ). Diese beiden Werte können je nach Strömungsbereich stark voneinander abweichen. In Abbildung 6.13 sind die Wahrscheinlichkeitsdichteverteilungen der axialen Schlupfgeschwindigkeit für zwei unterschiedliche Bereiche angegeben. In der Hauptströmung am Eintritt in die Brennkammer (rechter Teil des Bildes) sind die instantanen Schlupfgeschwindigkeiten um Null herum verteilt. Dadurch ist die mittlere Schlupfgeschwindigkeit deutlich größer ( $v_s = 1,062 \text{ m/s}$ ), als die Differenz der Mittelwerte von Gasphasen- und Partikelgeschwindigkeiten ( $v_d = -0,026 \text{ m/s}$ ). Unterhalb des Primärstroms (linker Teil des Bildes) ist die Verteilung der instantanen Schlupfgeschwindigkeit deutlich von Null verschieden. Der Unterschied der Beträge der beiden Werte ist dort gering ( $|v_d| = 2,64 \text{ m/s}$  und  $v_s = 2,828 \text{ m/s}$ ). In Bereichen, in denen eine große Differenz von mittlerer Partikel- und mittlerer Gasphasengeschwindigkeit vorliegt, lässt sich die Schlupfgeschwindigkeit mit dieser Differenz abschätzen. In Bereichen, in denen die Differenz klein ist, muss die Schlupfgeschwindigkeit mit simultan gemessenen Daten bestimmt werden.



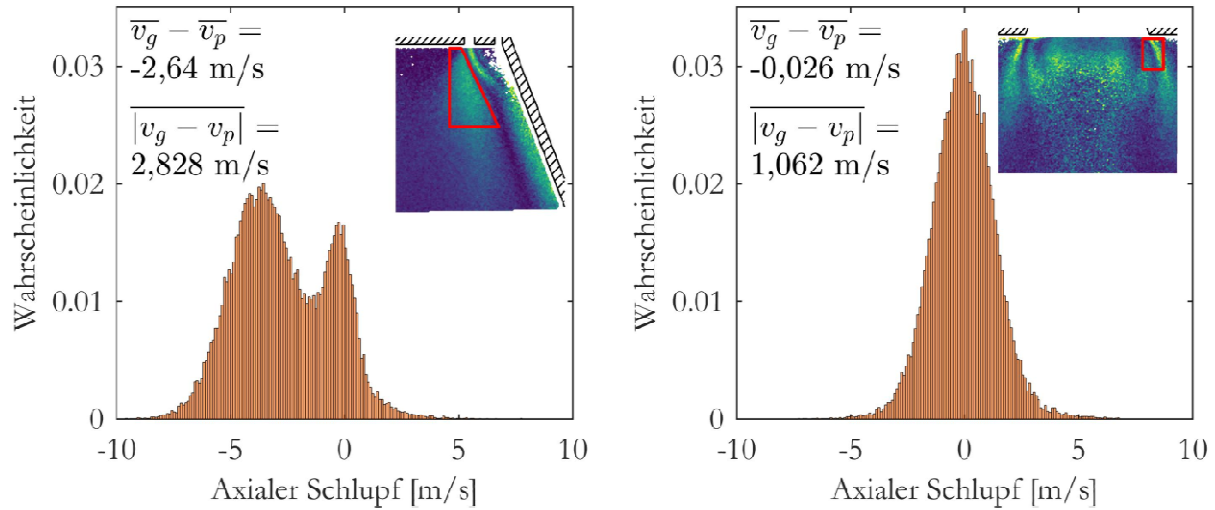


Abbildung 6.13: Wahrscheinlichkeitsdichteverteilung der axialen Schlupfgeschwindigkeit in zwei verschiedenen Bereichen. Links: in der Rezirkulationszone unterhalb des Primärspalts. Rechts: In der Hauptströmung am Eintritt in die Brennkammer. Die zur Erstellung der Wahrscheinlichkeitsdichteverteilung verwendeten Bereiche sind in den Bildern oben rechts rot umrandet.  $v_g$  steht für die Gasphasengeschwindigkeit und  $v_p$  für die Partikelgeschwindigkeit.

Bei der Verbrennung von staubförmigem Brennstoff reagieren die größten Partikel am langsamsten und benötigen deshalb eine große Verweilzeit in der Brennkammer. Durch eine schnellere Aufheizung und eine längere Residenzzeit in heißen Gebieten, schreiten die Partikel auf kleinerem Raum weiter in ihrer Reaktion voran. Der verwendete Brenner ist diesbezüglich vorteilhaft, falls die Ergebnisse aus der nicht-reaktiven Zweiphasenströmung auf die reaktive Zweiphasenströmung übertragen werden können. Dadurch, dass die Partikel schnell in die heiße Rezirkulationszone mit einer hohen Schlupfgeschwindigkeit eindringen, sind die Aufheizraten vermutlich hoch. Dadurch, dass sie in der Rezirkulationszone gestoppt und wieder hochgetragen oder zumindest stark verlangsamt werden, ist die Residenzzeit in der heißen Rezirkulationszone lang. Beides trägt zur schnelleren chemischen Umsetzung der großen Partikel bei.

Die Strömungsmodulation der Gasphase durch die Partikel kann theoretisch aus der Differenz des Geschwindigkeitsfeldes der Gasphase ohne Partikel und mit Partikeln berechnet werden. Die mit den vorliegenden Daten berechnete Differenz übersteigt den berechneten Fehler jedoch kaum, sodass die Strömungsmodulation in dieser Arbeit nicht bestimmt werden konnte.

### 6.3.2 Partikel-Reynolds-Zahlen

In einer Zweiphasenströmung können die Partikel die Turbulenz dämpfen oder anfachen. Durch ihren Strömungswiderstand stellen die Partikel immer einen Widerstand für die turbulenten Fluktuationen dar, sodass eine Dämpfung der Turbulenz immer zu einem gewissen Grad vorhanden ist. Ob eine Anfachung der Turbulenz vorliegt, hängt von der Partikel-Reynolds-Zahl ab, welche nach Gleichung (2.4) berechnet werden kann. Wenn die Partikel-Reynolds-Zahl 300 übersteigt, werden die Nachlaufwirbel in die Strömung getragen, wodurch die Turbulenz ansteigt (siehe Abschnitt 2.1.2).

Um die maximale in der Strömung vorliegende Partikel-Reynolds-Zahl zu berechnen, wird der Partikeldurchmesser mit  $87\text{ }\mu\text{m}$  (Maximum in Tabelle 4.3) angesetzt. Als maximale Schlupfgeschwindigkeit wird  $8,5\text{ m/s}$  (maximale mittlere Schlupfgeschwindigkeit von  $6\text{ m/s}$  + maximale Standardabweichung von  $2,5\text{ m/s}$ ) angesetzt. Die Stoffkonstanten unter Standardbedingungen sind die Dichte von Sauerstoff  $\rho_{O_2} = 1,344\text{ kg/m}^3$ , die Dichte von Kohlendioxid  $\rho_{CO_2} = 1,858\text{ kg/m}^3$ , die dynamische Viskosität von Sauerstoff  $\eta_{O_2} = 20,37 \cdot 10^{-6}\text{ Pa}\cdot\text{s}$  und die dynamische Viskosität von Kohlendioxid  $\eta_{CO_2} = 14,69 \cdot 10^{-6}\text{ Pa}\cdot\text{s}$ . Damit ergibt sich eine maximale Partikel-Reynolds-Zahl von 76. Eine Anfachung der Turbulenz durch die Partikel findet also nicht statt.

Die maximale Partikel-Reynolds-Zahl kann auch für industrielle Kohlebrennkammern abgeschätzt werden. Als oberer Partikeldurchmesser wird  $1\text{ mm}$  angesetzt. Bei einer maximalen Eintrittsgeschwindigkeit von  $60\text{ m/s}$  und demselben Verhältnis von maximaler Schlupfgeschwindigkeit und Eintrittsgeschwindigkeit (85%) kann eine Schlupfgeschwindigkeit von  $51\text{ m/s}$  angesetzt werden. Die minimale Gastemperatur, für die sich die minimale Viskosität ergibt, liegt knapp unterhalb der Ascheschmelztemperatur. Dafür werden  $1000\text{ }^\circ\text{C}$  angesetzt. Die Stoffkonstanten für Luft sind bei  $1000\text{ }^\circ\text{C}$  die Dichte von  $\rho_{Luft} = 0,28\text{ kg/m}^3$  und die dynamische Viskosität von  $\eta_{Luft} = 50,82 \cdot 10^{-6}\text{ Pa}\cdot\text{s}$ . Daraus ergibt sich eine Partikel-Reynolds-Zahl von 281. Daraus folgt, dass auch in industriellen Kohlebrennkammern vermutlich keine Anfachung der Turbulenz durch die Partikel stattfindet.

### 6.3.3 Stokes-Zahlen

Ob die Partikel der Strömung mit wenig Schlupf folgen oder weniger von ihr beeinflusst werden, lässt sich mit der Stokes-Zahl abschätzen (siehe Abschnitt 2.1.2). Um die Stokes-Zahl nach Formel (2.8) zu berechnen, muss die charakteristische Zeit der Strömung  $\tau_f$  und die charakteristische Zeit der Partikel  $\tau_p$  abgeschätzt werden.

Die Rezirkulationszone ist etwa  $80\text{ mm}$  breit und weist Strömungsgeschwindigkeiten von etwa  $1\text{ m/s}$  auf, woraus sich eine charakteristische Zeit von  $\tau_f = 80\text{ ms}$  ergibt. Dies wird als maximale Zeitskala der betrachteten Strömung angesetzt. Das Minimum liegt im Primärstrom, der eine Breite von  $3\text{ mm}$  besitzt und Strömungsgeschwindigkeiten von  $13\text{ m/s}$  aufweist, woraus sich eine charakteristische Zeit von  $\tau_f = 0,23\text{ ms}$  ergibt.

Als charakteristische Zeit der Partikel wird die Relaxationszeit verwendet. Da in der turbulenten Strömung auch sehr kleine Schlupfgeschwindigkeiten auftreten, kann man für die Abschätzung der minimalen Relaxationszeit von einer schleichenden Strömung ausgehen. Dann lässt sich die Relaxationszeit mit Gleichung (2.9) berechnen und ist nicht mehr von der Schlupfgeschwindigkeit abhängig. Mit einem minimalen Partikeldurchmesser von  $d_p = 36\text{ }\mu\text{m}$  (siehe Tabelle 4.3), der Dichte der Partikel  $\rho_p = 3,6\text{ g/cm}^3$  und den Viskositäten bei Standardbedingungen (siehe voriger Abschnitt) ergibt sich die minimale charakteristische Zeit von  $\tau_p = 16\text{ ms}$ .

Für die Berechnung des Maximums der Relaxationszeit bei kleinen Schlupfgeschwindigkeiten und einer schleichenden Strömung kann der maximale Partikeldurchmesser von  $d_p = 87 \mu m$  (siehe Tabelle 4.3) in Gleichung (2.9) eingesetzt werden. So ergibt sich eine Relaxationszeit von  $\tau_p = 92 ms$ . Die Annahme einer schleichenden Strömung ist jedoch nicht überall gerechtfertigt, da auch Partikel-Reynolds-Zahlen deutlich über 1 auftreten. Für Strömungen mit höheren Partikel-Reynolds-Zahlen, kann die Relaxationszeit über den von der Partikel-Reynolds-Zahl abhängigen  $c_w$ -Wert bestimmt werden.

Die Relaxationszeit ist die Zeit, nach der die Schlupfgeschwindigkeit der Funktion auf  $1/e$  abgefallen ist. In Abbildung 6.14 ist eine anschaulichere, aber identische Definition der Relaxationszeit skizziert. Die Relaxationszeit ist die Zeitkonstante bei der Antwort der Partikel auf einen Geschwindigkeitssprung im Fluid. Die Schlupfgeschwindigkeit  $u_s$  nimmt mit der Zeit  $t$  ab und nähert sich asymptotisch Null an. An die Kurve von  $u_s$  wird bei der Zeit  $t = 0$  eine Tangente angelegt. Aus dem Schnittpunkt der Tangente mit  $u_s = 0$  ergibt sich die Relaxationszeit  $\tau_p$ . Diese hängt von der Anfangsschlupfgeschwindigkeit  $u_0$  und der Anfangsbeschleunigung  $a_0$  ab.

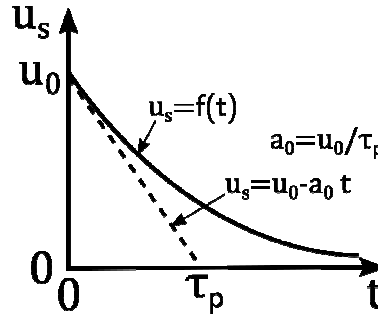


Abbildung 6.14: Anschauliche Definition der Relaxationszeit.

Es ergibt sich also die Gleichung:

$$\tau_p = \frac{u_0}{a_0} \quad (6.3)$$

Bei  $t = 0$  gilt außerdem das zweite newtonsche Gesetz:

$$F_W = a_0 \cdot m_p \quad (6.4)$$

Wobei  $m_p$  die Masse des Partikels ist. In die linke Seite dieser Gleichung kann Gleichung (2.5) eingesetzt werden. Mit den bekannten Gesetzen zum Flächeninhalt eines Kreises und dem Volumen einer Kugel sowie der Gleichung (6.3) gelangt man für die Relaxationszeit zu dem Ausdruck:

$$\tau_p = \frac{d_p^2 \rho_p}{c_w Re_p \mu_f} \quad (6.5)$$

Bei bekannter Partikel-Reynolds-Zahl kann der  $c_w$ -Wert über Gleichung (2.7) bestimmt und somit die Relaxationszeit berechnet werden. Aus Gleichung (6.5) und dem  $c_w$ -Wert für schleichende Strömungen (Gleichung (2.6)) folgt logischerweise Gleichung (2.9) (Relaxationszeit für schleichende Strömungen). Mit der im vorherigen Abschnitt berechneten Partikel-Reynolds-Zahl von 76 folgt aus Gleichung (2.7) ein  $c_w$ -Wert von  $c_w = 1,189$  und damit aus Gleichung (6.5) eine Relaxationszeit von  $\tau_p = 18 ms$ .



Die größten Relaxationszeiten treten somit in den langsam strömenden Gebieten, wie der Rezirkulationszone und nicht in den schnell strömenden Gebieten auf. Die Stokes-Zahlen liegen hier zwischen 0,2 ( $\tau_p = 16$  ms und  $\tau_r = 80$  ms) und 400 ( $\tau_p = 92$  ms und  $\tau_r = 0,23$  ms). In manchen Gebieten nähert sich die Partikelbewegung der Strömungsbewegung an, während sich Partikelbewegung und Gasströmung in anderen Gebieten stark unterscheiden. Die charakteristische Zeit wurde anhand der großen Strömungsstrukturen berechnet. Die Zeitskalen der turbulenten Wirbel sind in der Regel kleiner, sodass die Partikel den turbulenten Strukturen vermutlich nicht folgen.

### 6.3.4 Fehlerbetrachtung

Bei den Zweiphasen-PIV-Messungen existieren zwei Hauptfehlerquellen. Die erste Fehlerquelle ist der Phasenseparationsfehler (PSF), der dadurch hervorgerufen wird, dass der Separationsalgorithmus die Tracer von den Partikeln nicht fehlerfrei trennen kann. Die Probleme beim Separieren der Phasen und die Berechnungsmethode des PSF sind in Abschnitt 5.3.2 beschrieben. Die zweite Fehlerquelle ist der Standardfehler des Mittelwerts (SFM). Er berechnet sich aus  $SFM = \sigma/\sqrt{n}$ , wobei  $\sigma$  die Standardabweichung beschreibt und  $n$  den Stichprobenumfang. Der SFM wird also bei großen Standardabweichungen und kleinen Stichprobenumfängen relevant. In dieser Arbeit bezieht sich der SFM auf den Fehler der Mittelwertschätzung. Daher beinhaltet die Standardabweichung sowohl die Turbulenz als auch den statistische Fehler des Messsystems. Vor allem bei den berechneten Partikelgeschwindigkeiten ist der Stichprobenumfang teilweise sehr klein, was zu großen Fehlern führen kann. Die Regionen mit geringer Partikeldichte weisen hier große Fehler in der Partikelgeschwindigkeit auf. Die Fehler des PIV-Algorithmus sind deutlich kleiner als der PSF und der SFM [61].

#### Phasenseparationsfehler

Der PSF ist für NR30 mit einer Partikelbeladung 0,5 kg/h in Abbildung 6.15 dargestellt. Für die Gasphase (linke Spalte) liegt der Fehler, mit Ausnahme einiger kleiner Gebiete an der Brennerdüse und der Diffusorwand, unter 0,1 m/s. Die Stromlinien des berechneten Fehlers sind in großen Teilen der Rezirkulationszone gerichtet (rot umrandet) und nicht statistisch verteilt. Dort liegt folglich ein systematischer Fehler vor. Dieser wird durch Signalreste der Partikel, vor allem Halos, im Tracerbild hervorgerufen. Die Stromlinien unter dem Staukörper und an der Diffusorwand sind chaotisch, da dort kein systematischer, sondern ein statistischer Fehler vorliegt. Unter dem Staukörper und im oberen Teil der Hauptströmung liegt dies an der geringen Partikeldichte. Im unteren Teil der Hauptströmung liegt es auch daran, dass sich Partikel und Gas in dieselbe Richtung bewegen. Der PSF der Gasphase ist in der Brennkammer teilweise deutlich größer als im Diffusor. Am Diffusoraustritt und in der Hauptströmung liegt ein systematischer Fehler vor, der etwa 0,6 m/s erreicht. Er wird durch die hohen Partikeldichten in dieser Region verursacht. Weiter stromab fällt der Fehler auf etwa 0,1 m/s ab und ist eher statistisch verteilt.

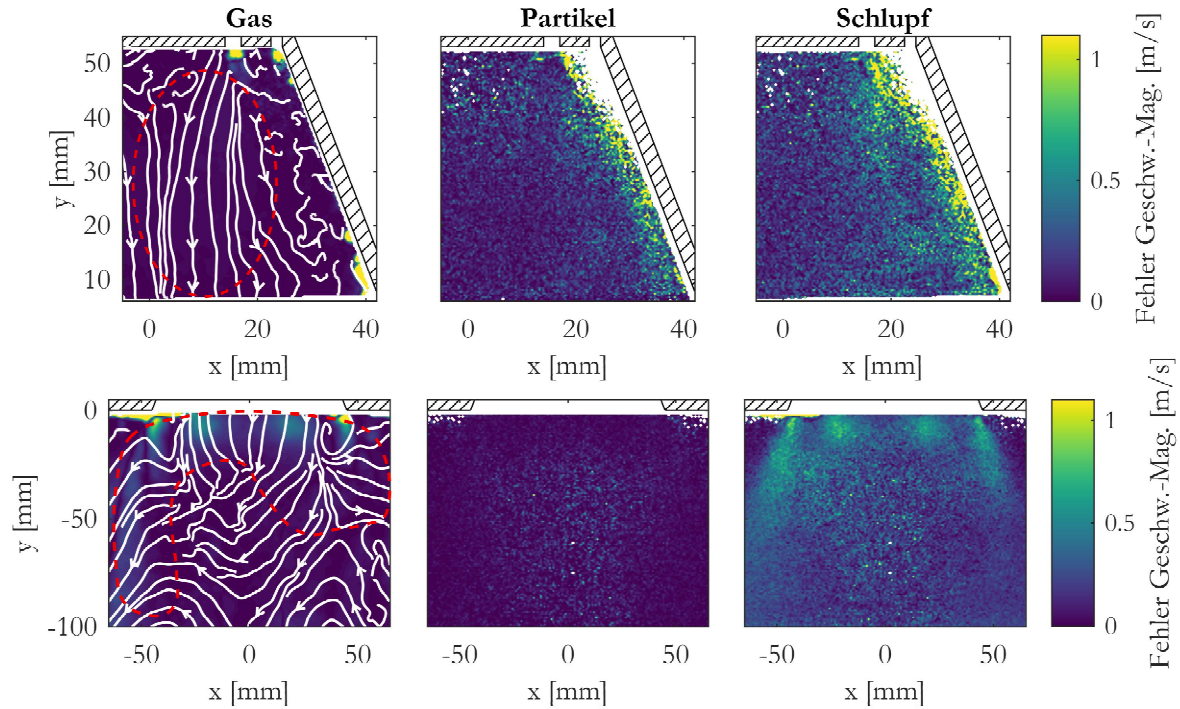


Abbildung 6.15: Mittelwert der Fehler der Geschwindigkeits-Magnitude, die durch die Phasentrennung entstehen. Berechnet mit der in Abschnitt 5.3.2 beschriebenen Methode. Zweiphasenströmung von NR30 mit einer Partikelbeladung von 0,5 kg/h. Oben: im Diffusor, Unten: in der Brennkammer. Von links nach rechts: Fehler in der Gasgeschwindigkeit, Fehler in der Partikelgeschwindigkeit, Fehler in der Schlupfgeschwindigkeit. Unterschiedliche räumliche Skalen im Diffusor und in der Brennkammer.

Der PSF der Partikelgeschwindigkeiten (mittlere Spalte, Abbildung 6.15) liegt im Diffusor über dem der Gasphase bei etwa 0,3 m/s und erreicht in der Scherzone der Hauptströmung 1 m/s. Die Stromlinien (nicht gezeigt) sind im ganzen Gebiet chaotisch, sodass ein statistischer Fehler vorliegt. In der Brennkammer liegt der PSF der Partikelgeschwindigkeiten etwa auf dem Niveau der Gasgeschwindigkeiten bei etwa 0,1 m/s. Beim PSF der Schlupfgeschwindigkeit addieren sich die Fehler von Partikel- und Gasgeschwindigkeitsbestimmung, sodass er insgesamt höher liegt als die Fehler von Gas- und Partikelgeschwindigkeiten. Im Diffusor übersteigt der Fehler in der Hauptströmung teilweise 1 m/s und fällt nach innen hin ab. In der Brennkammer ist der Fehler homogener verteilt und liegt in den Zonen mit hoher Partikelbeladung bei etwa 0,6 m/s und sonst bei etwa 0,4 m/s. Der PSF der Schlupfgeschwindigkeit ist statistisch verteilt.

### Standardfehler des Mittelwerts

Der SFM ist für NR30 mit einer Partikelbeladung von 0,5 kg/h in Abbildung 6.16 dargestellt. Für die Gasphase ist der Fehler aufgrund der hohen Stichprobenumfänge klein. Nur in der Hauptströmung liegt er aufgrund der hohen Geschwindigkeiten und der daraus resultierenden hohen Standardabweichung bei bis zu 0,3 m/s. Die mittleren Partikelgeschwindigkeiten weisen einen deutlich höheren SFM auf, da die Stichprobenumfänge deutlich kleiner sind. In der Nähe der Diffusorwand, unterhalb des Staukörpers und im unteren Teil der Rezirkulationszone sind die

Partikeldichten klein und dadurch der SFM besonders hoch. Unterhalb des Primärspalts und in der Hauptströmung in der Brennkammer ist der SFM durch die hohen Geschwindigkeiten auch erhöht. Der SFM der Schlupfgeschwindigkeit ist niedriger als der der Partikelgeschwindigkeiten aufgrund der geringeren Schlupfgeschwindigkeiten und der daraus resultierenden geringeren Standardabweichungen.

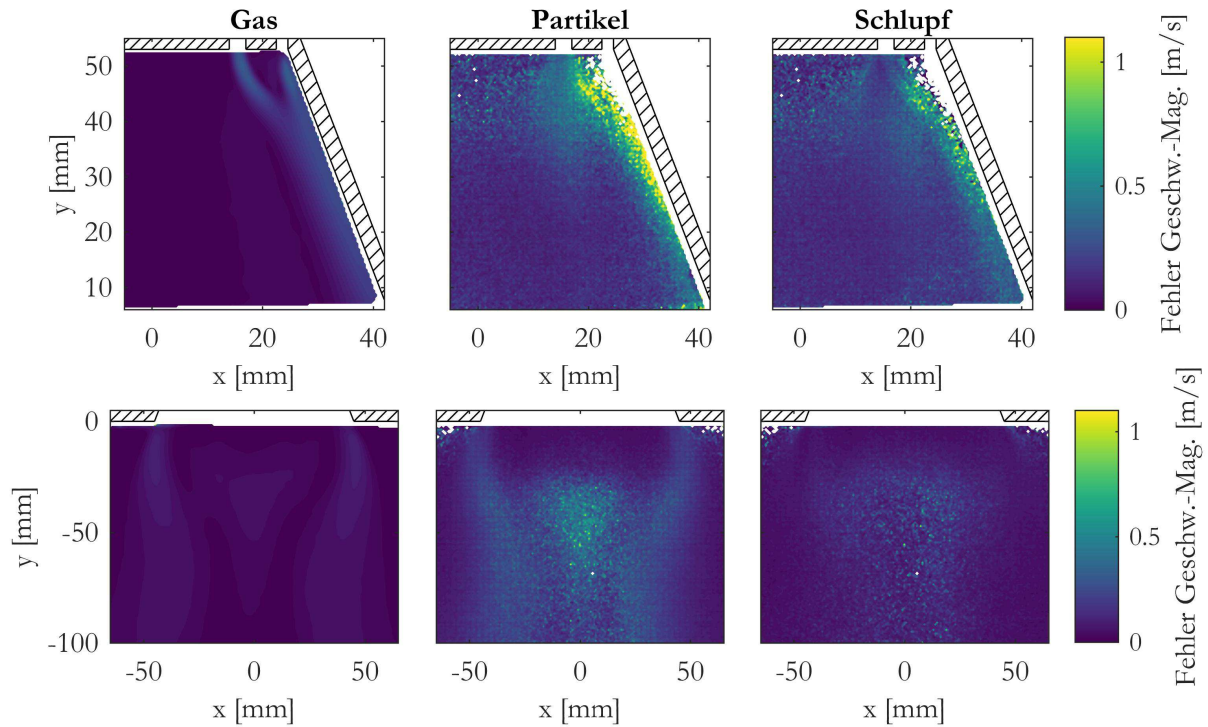


Abbildung 6.16: Standardfehler des Mittelwerts. Zweiphasenströmung von NR30 mit einer Partikelbeladung von 0,5 kg/h. Oben: im Diffusor, Unten: in der Brennkammer. Von links nach rechts: Fehler in der Gasgeschwindigkeit, Fehler in der Partikelgeschwindigkeit, Fehler in der Schlupfgeschwindigkeit. Unterschiedliche räumliche Skalen im Diffusor und in der Brennkammer.

### Fehler unterschiedlicher Betriebspunkte

In Tabelle 6.1 sind die beiden Fehler für alle Betriebspunkte zusammengefasst. Dort ist zu sehen, dass der PSF der Gasphasengeschwindigkeiten bei allen Messbereichen und Betriebspunkten stark von der Partikelbeladung abhängt. Je größer die Partikelbeladung desto mehr Signalreste der Partikel bleiben in den Tracerbildern und desto höher wird der Fehler. Der PSF der Partikelgeschwindigkeiten hängt nicht von der Partikelbeladung ab, ist aber im Diffusor höher als in der Brennkammer. Der PSF der Schlupfgeschwindigkeit hängt von den PSF der Partikel und der Gasphase ab. Dadurch hat die Partikelbeladung einen Einfluss, wenn auch nicht so stark wie beim PSF der Gasphase.

Der SFM der Gasphasengeschwindigkeit liegt aufgrund des hohen Stichprobenumfangs bei nur etwa 3 % für alle Messbereiche und Betriebspunkte. Bei den Partikelgeschwindigkeiten sinkt der SFM bei steigender Partikelbeladung, da der Stichprobenumfang mit steigender Partikelbeladung anwächst. Der SFM ist hier höher als der PSF und lässt sich nur durch höhere Stichprobenumfänge

reduzieren. Um die Fehler zu reduzieren muss entweder über einen größeren räumlichen Bereich gemittelt werden, wodurch die räumliche Auflösung sinkt, oder es müssen mehr Messdaten aufgenommen werden. Der SFM der Schlupfgeschwindigkeit liegt etwas niedriger als der der Partikelgeschwindigkeit, aber verhält sich ansonsten ähnlich.

*Tabelle 6.1: Relative Fehler für alle Betriebspunkte. Berechnet als das Verhältnis aus dem Median des Fehlers der Geschwindigkeit und dem Median der Geschwindigkeit. Die erste Zahl repräsentiert den PSF und die zweite den SFM. Alle Zahlen in Prozent.*

| Betriebspunkt   | Gas<br>Diffusor | Partikel<br>Diffusor | Schlupf<br>Diffusor | Gas<br>Brennk. | Partikel<br>Brennk. | Schlupf<br>Brennk. |
|-----------------|-----------------|----------------------|---------------------|----------------|---------------------|--------------------|
| NR30, 0,1 kg/h  | 0,8/3,2         | 16/35                | 12/19               | 1,7/3,2        | 2,9/38              | 7,4/11             |
| NR30, 0,5 kg/h  | 3,8/2,9         | 13/19                | 11/10               | 4,0/3,1        | 3,4/17              | 16/6,3             |
| NR30, 2,0 kg/h  | 15/2,3          | 7,7/13               | 8,7/7,0             | 12/3,2         | 3,5/10              | 24/3,8             |
| NRAir, 0,1 kg/h | 3,2/2,9         | 7,1/38               | 6,4/17              | 1,1/3,3        | 3,4/39              | 5,0/13             |
| NRAir, 0,5 kg/h | 9,0/3,0         | 9,3/27               | 8,8/15              | 2,7/3,2        | 5,0/19              | 19/7,4             |
| NRAir, 2,0 kg/h | 35/2,0          | 6,8/12               | 13/8,1              | 10/3,3         | 3,9/12              | 30/5,9             |

## 6.4 Reagierende Zweiphasenströmung

Die in diesem Kapitel untersuchte gasstabilisierte Kohleflamme ist die beste Annäherung an eine industrielle Kohleflamme, die mit der vorhandenen Konfiguration untersucht werden kann. Deshalb stehen in diesem Kapitel zusätzlich zur Messtechnik und den Phänomenen auch Parameterstudien im Fokus. In der Luftatmosphäre RAir wurden zwei Kohlen (RBK und PH) mit zwei verschiedenen Partikelbeladungen untersucht. Jeweils mit einer Partikelbeladung, die eine zusätzliche nominelle thermische Leistung von 7 kW<sub>th</sub> und 20 kW<sub>th</sub> ergeben. Die Flamme mit 20 kW<sub>th</sub> RBK bei R30 brannte jedoch bei den Messungen im Diffusor nicht stabil. Auch bei den Messungen mit der Oxyfuel-Atmosphäre R25 war die Flamme bei Messungen im Diffusor instabil. Der Grund dafür ist der fehlende Tertiärstrom bei den Messungen im Diffusor. Dadurch fehlt die Ausbrandluft, wodurch die Flamme in der Brennkammer sehr fett wird. Bei PHK ist das Problem weniger ausgeprägt als bei RBK, da die Flamme durch den geringeren Volatilenanteil im Brennernahbereich weniger fett ist. Bei Schwankungen in der Kohlezuführung kann die Flamme verlöschen, sich kurze Zeit später wieder entzünden und die Kammer zum Bersten bringen. Aus Sicherheitsgründen konnten deshalb keine Messungen bei diesen Betriebspunkten durchgeführt werden.

Es war nicht möglich wie in der reagierenden Einphasenströmung die Reaktionsfront der Gasflamme zu bestimmen. Das Messen der Reaktionsfront mittels SO<sub>2</sub>-LIF wurde versucht, jedoch verursachten die AKs teilweise eine Totalabsorption des Lasers und erzeugten ein Störsignal im Detektor. Es wurde daher simultan AK-LIF und Zweiphasen-PIV gemessen. Bei dem verwendeten Zweiphasen-PIV wurden die Gasgeschwindigkeiten anhand der kleinen Partikel bestimmt und die Partikelgeschwindigkeiten mit den großen Partikeln. Die im ersten Abschnitt diskutierten

Gasgeschwindigkeiten sind also auch die Geschwindigkeiten der kleinen Partikel. Die im nächsten Abschnitt gezeigten Partikelgeschwindigkeiten repräsentieren dabei ausschließlich die großen Partikel. Wie in Abschnitt 5.3.4 diskutiert, lässt sich eine Grenzgröße, anhand derer die Partikel in große und kleine eingeteilt werden, nicht bestimmen.

### 6.4.1 Gasgeschwindigkeiten

#### Strömungsstruktur

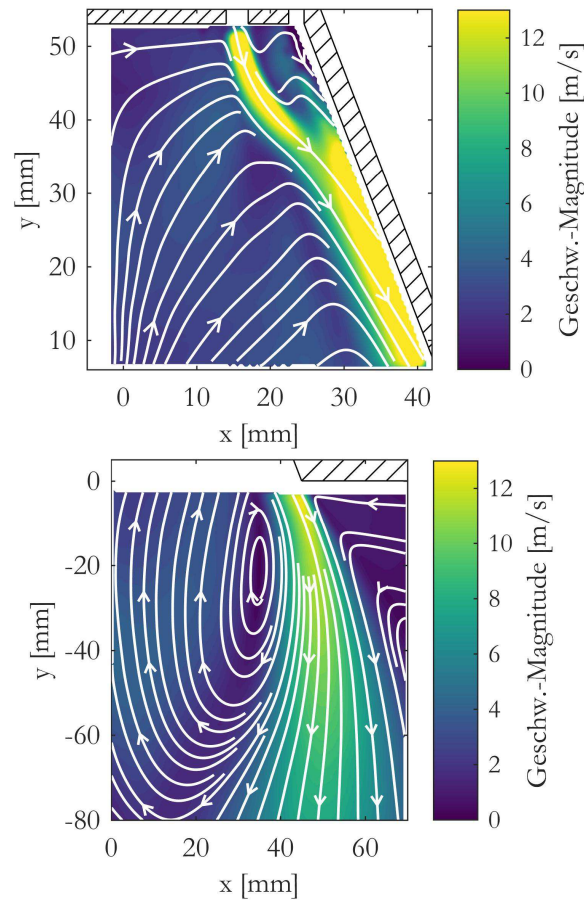


Abbildung 6.17: Gemitteltes Geschwindigkeitsfeld der Gasphase. RAir mit zusätzlich 20 kW<sub>th</sub> RBK. Oben: im Diffusor, Unten: in der Brennkammer.

In Abbildung 6.17 ist das Geschwindigkeitsfeld der Gasphase des Betriebspunkts RAir mit zusätzlich 20 kW<sub>th</sub> RBK dargestellt. Die Strömungsstruktur ist ähnlich zur Strömungsstruktur der Betriebspunkte mit reduzierter physikalischer Komplexität. Durch die Seitenflamme, die sich in der äußeren Rezirkulationszone stabilisiert, trifft der Primärstrom etwas später auf den Sekundärstrom. Primär- und Sekundärstrom vereinigen sich zur Hauptströmung und strömen an der Diffusorwand entlang zur Brennkammer. Dabei umschließen sie die innere Rezirkulationszone. Die Aussage aus Abschnitt 6.2.1, dass die Strömungsstruktur durch die Geometrie bestimmt wird, gilt damit für alle untersuchten Strömungen unabhängig von Partikelbeladung und thermodynamischen und chemischen Eigenschaften des Systems.

## Strömungsfeld unterschiedlicher Betriebspunkte

Die Gasgeschwindigkeiten der verschiedenen untersuchten Betriebspunkte lassen sich anhand der radialen Profile der Axialgeschwindigkeit, die in Abbildung 6.18 dargestellt sind, vergleichen. Im Allgemeinen sind die Unterschiede in den Profilen klein, was auf die bereits angesprochene ähnliche Strömungsstruktur aller Betriebspunkte zurückzuführen ist. Die Profile streuen insbesondere dicht an der Diffusorwand stark. Dies ist vermutlich auf fehlerhafte Messungen durch Reflexe an der Wand zurückzuführen. Im Folgenden werden die kleinen jedoch gut sichtbaren Änderungen in den Profilen diskutiert.

Die Strömungsprofile wurden für verschiedene Höhen extrahiert. Bei  $y = 45$  mm ist die Rezirkulationszone knapp unter dem zentralen Staukörper, der Primärstrom kurz nach dem Eintritt in den Diffusor und die äußere Rezirkulationszone sichtbar. Reflexe an der Wand verhindern, dass der Sekundärstrom vollständig vermessen werden konnte. Der Primärstrom hat seine maximale Geschwindigkeit bei  $x = 18$  mm. Alle Profile der RAir Atmosphäre (gelb und rot) und alle Profile der R30 Atmosphäre (blau und lila) liegen jeweils übereinander. Die Strömungsgeschwindigkeit hängt hier ausschließlich von den Volumenströmen der Atmosphären und noch nicht von Partikelbeladung oder Reaktionen ab. Die Geschwindigkeiten bei RAir sind wie die Volumenströme etwa um das 1,6-fache höher als bei R30. Auch in der äußeren Rezirkulationszone sind die Geschwindigkeiten bei RAir entsprechend höher als bei R30. In der inneren Rezirkulationszone sind die Geschwindigkeiten aller Betriebspunkte nahe Null und Unterschiede sind kaum auszumachen. Vor dem zentralen Staukörper staut sich die Strömung der Rezirkulationszone.

Bei  $y = 15$  mm ist die Rezirkulationszone und die Hauptströmung im unteren Teil des Diffusors zu sehen. Die Hauptströmung konnte jedoch nicht vollständig bis zur Wand vermessen werden. In der Hauptströmung liegen die Profile einer Atmosphäre weiterhin nahe beieinander. Die unterschiedlichen Partikelbeladungen und Brennstoffsorten bewirken kaum Unterschiede. Es ist lediglich zu sehen, dass die Hauptströmung bei den Betriebspunkten mit  $20 \text{ kW}_{\text{th}}$  aus Festbrennstoff etwas näher an der Wand liegt. Das kann entweder an der etwas stärkeren Rezirkulationszone bei diesen Betriebspunkten, die mehr Platz benötigt, liegen oder daran, dass mehr Partikel aus der Rezirkulationszone in die Hauptströmung übergehen und diese an der Grenzfläche abbremsen. Bei RAir bei etwa  $x = 18$  mm gibt es ein Minimum in der Geschwindigkeit bei den beiden Betriebspunkten mit  $20 \text{ kW}_{\text{th}}$  Leistung aus Kohle. Dieses Minimum ist bei  $7 \text{ kW}_{\text{th}}$  Leistung aus Kohle nicht zu sehen. Es stammt vermutlich von den großen Partikeln, die in die Rezirkulationszone eindringen. Bei  $20 \text{ kW}_{\text{th}}$  Leistung aus Kohle ist der Effekt durch die höhere Partikelbeladung größer als bei  $7 \text{ kW}_{\text{th}}$  Leistung aus Kohle. Unterschiede, die durch die unterschiedlichen Kohlen verursacht werden, sind nicht zu erkennen.



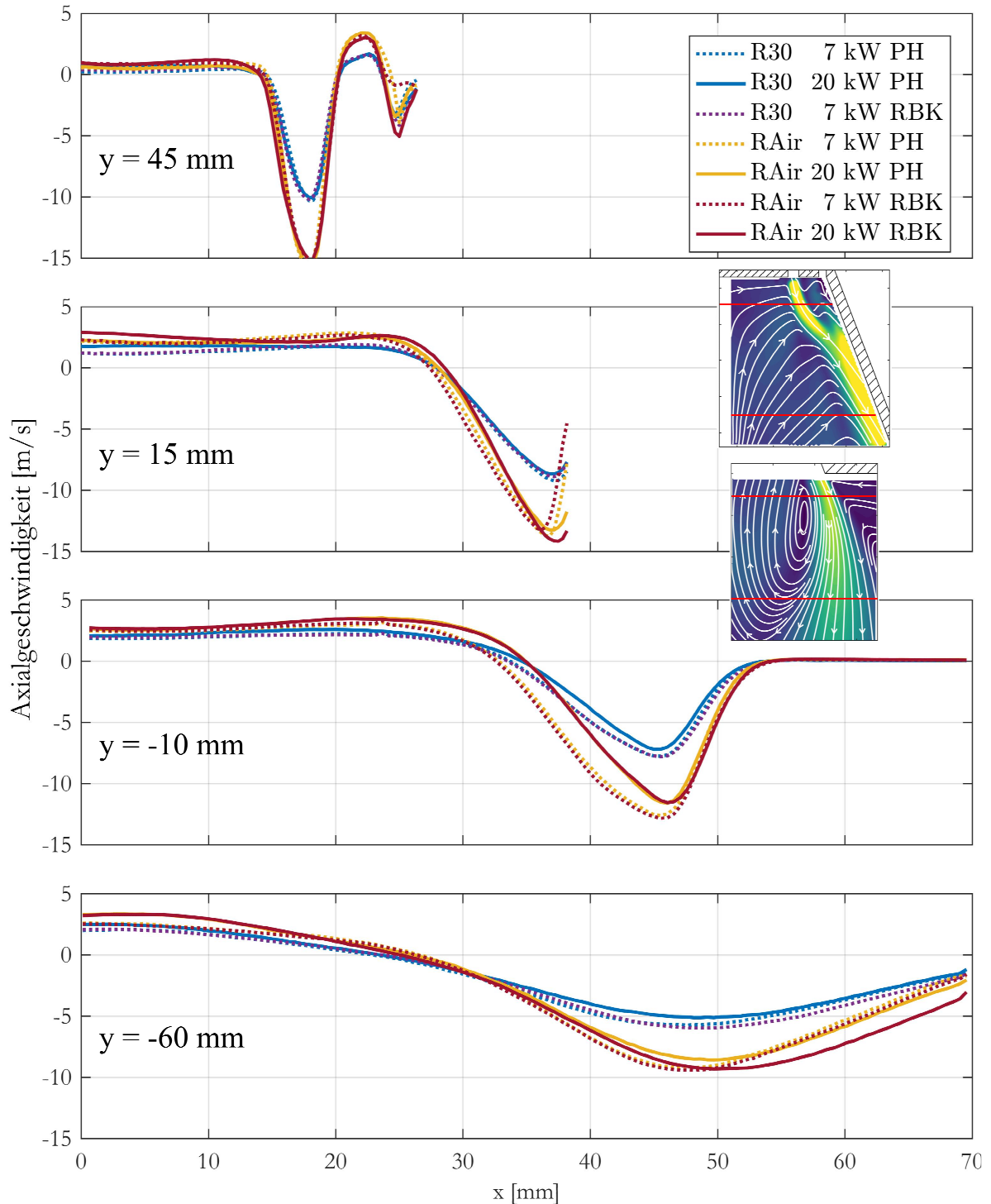


Abbildung 6.18: Vergleich der Strömungsgeschwindigkeiten der vermessenen Betriebspunkte in der reagierenden Zweiphasenströmung. Radiale Profile der Axialgeschwindigkeit in verschiedenen Höhen. Blau und Lila: R30; Rot und Gelb: RAir. Gestrichelte Linien: 7  $\text{kW}_{\text{th}}$  zusätzlich durch festen Brennstoff; Durchgehende Linien: 20  $\text{kW}_{\text{th}}$  zusätzlich durch festen Brennstoff. Blau und Gelb: PH; Lila und Rot: RBK. Die Profile wurden in den rot markierten Höhen aus dem Strömungsfeld extrahiert.

Bei  $y = -10$  mm am Brennkammereintritt konnte das gesamte Profil der Hauptströmung vermessen werden. In der Hauptströmung treten auf dieser Höhe die Unterschiede zwischen den Betriebspunkten unterschiedlicher Leistung hervor. Die Betriebspunkte mit  $7 \text{ kW}_{\text{th}}$  aus Festbrennstoff weisen höhere Geschwindigkeiten auf als die Betriebspunkte mit  $20 \text{ kW}_{\text{th}}$  derselben Atmosphäre. Dafür kommen zwei Erklärungen in Frage:

1. Die thermische Expansion wird durch eine höhere Kohlebeladung verzögert. Die Kohle kühlt durch die Ausgasung der Volatilen zuerst die Gasströmung und bremst die thermische Expansion der Methanflamme, bevor die volatilen Gase umgesetzt werden können und die thermische Expansion wieder erhöhen. Auf der Höhe  $y = -10$  mm ist der Umsatz der Volatilen noch nicht weit vorangeschritten, sodass die thermische Expansion bei hoher Kohlebeladung kleiner ist als bei niedriger.
2. Die Partikel, die aus der Rezirkulationszone in die Hauptströmung übergehen, bremsen diese ab. Dieser Effekt ist größer für eine höhere Partikelbeladung. Er wirkt sich auf der Innenseite der Hauptströmung stärker aus als auf der Außenseite.

Für den Übergang der Partikel spricht, dass die Profile in der Hauptströmung bei höherer Partikelbeladung etwas weiter außen liegen. Wenn die thermische Expansion bei beiden Partikelbeladungen jedoch gleich wäre, müsste der gesamte Volumenstrom aus dem Diffusor gleich sein. Die Strömungsprofile zeigen jedoch einen deutlichen Unterschied. Dies spricht dafür, dass auch ein Unterschied in der thermischen Expansion vorliegt und beide Erklärungen zutreffen. Die Profile einer Atmosphäre mit derselben thermischen Leistung aber unterschiedlicher Kohlesorte liegen übereinander, was ein Indiz für die Konsistenz des verwendeten Partikeldosierers ist. Außerdem bedeutet es, dass die Kohlesorte sich auf dieser Höhe noch nicht auf die thermische Expansion auswirkt.

Bei  $y = -60$  mm sind die Unterschiede der beiden Atmosphären immer noch deutlich zu sehen. Die Unterschiede aufgrund der unterschiedlichen Partikelbeladung sind ebenfalls noch vorhanden, jedoch kleiner als bei  $y = -10$  mm. Es sind auch erstmals Unterschiede zwischen den Kohlesorten zu sehen. Bei RAir und  $20 \text{ kW}_{\text{th}}$  thermischer Leistung durch Kohle weist der Betriebspunkt mit RBK in der Hauptströmung höhere Strömungsgeschwindigkeiten auf als der Betriebspunkt mit PH. Der höhere Anteil an Volatilen führt bei RBK zu einer stärkeren Gasflamme und damit früher zu einer höheren thermischen Expansion. Durch diese schnellere Expansion liegen die Strömungsgeschwindigkeiten im Bereich der Betriebspunkte mit  $7 \text{ kW}_{\text{th}}$  Zusatzfeuerung. In der Rezirkulationszone sind die Unterschiede zwischen den Kohlesorten nicht zu sehen. Die Betriebspunkte mit einer höheren thermischen Leistung weisen jedoch eine stärkere Rezirkulationszone auf als die mit kleinerer Leistung. Dies könnte daran liegen, dass die Rezirkulationszone weiter stromab liegt und die thermische Expansion weitgehend abgeschlossen ist. Bei vollständiger thermischer Expansion ist diese bei den Betriebspunkten mit höherer Leistung größer, wodurch höhere Strömungsgeschwindigkeiten erreicht werden.



## Residenzzeit

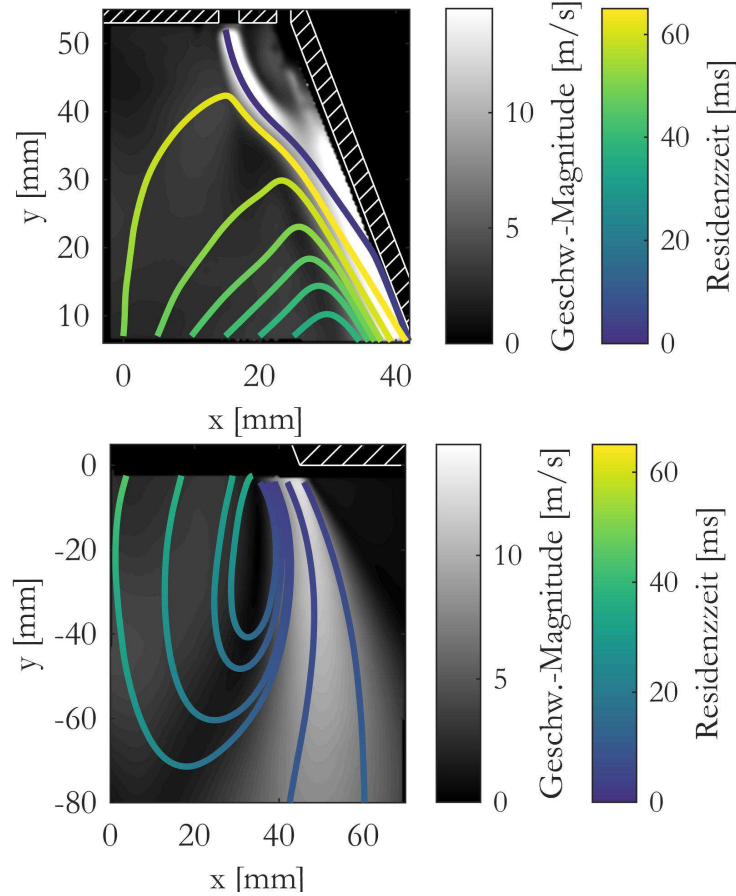


Abbildung 6.19: Mittlere Residenzzeiten der Gasphase und der kleinen Partikel. RAir mit zusätzlich 20 kW<sub>th</sub> RBK. Oben: Im Diffusor, Unten: In der Brennkammer. Die Residenzzeiten am Anfang der Stromlinien in der Brennkammer und der Rezirkulationszone im Diffusor wurden über die Lücke zwischen den Messbereichen extrapoliert.

Die Residenzzeit des Gases ist auch die Residenzzeit der kleinen Partikel. Sie hilft den Reaktionsstatus der kleinen Partikel abzuschätzen. In Abbildung 6.19 sind die mittleren Residenzzeiten des Gases für den Betriebspunkt RAir mit 20 kW<sub>th</sub> RBK anhand mehrerer Stromlinien dargestellt. Die Residenzzeiten wurden durch Integration entlang dieser Stromlinien berechnet. Nur die Stromlinie, die an der Brennerdüse startet, wurde mit der Residenzzeit  $t_{RZ} = 0$  ms initiiert. Die Stromlinien in der Brennkammer starten im Primärstrom. Für die Initiationszeit wurde die Residenzzeit am Ende der Stromlinie des Primärstroms extrapoliert. Die Relaxationszeit am Ende der Stromlinien, die zurück in den Diffusor zeigen, ist von der x-Koordinate abhängig. Die Geschwindigkeiten am Ende dieser Stromlinien wurde genutzt, um mit einer Extrapolation die Relaxationszeit am unteren Rand des Messbereichs im Diffusor an mehreren Stellen zu schätzen. An diesem Rand wurde mithilfe der extrapolierten Werte für die Relaxationszeit mit einem linearen Fit eine Schätzung der Relaxationszeitverteilung in Abhängigkeit der x-Koordinate vorgenommen. Diese Schätzung wurde als Initiation für die Stromlinien verwendet, die in der Rezirkulationszone im Diffusor initiiert wurden.

Die kleinen Partikel, die dem Primärstrom in der Hauptströmung folgen, erreichen nach etwa 4 ms die Brennkammer. Die weiter außen liegenden Partikel werden weiter nach unten in die Brennkammer getragen und erreichen nach etwa 14 ms das Ende des Messbereichs ( $y = 80$  mm). Die weiter innen liegenden kleinen Partikel werden in die Rezirkulationszone und von dort wieder nach oben getragen. Bei etwa 35 ms erreichen sie wieder den Diffusoraustritt. Die in der Hauptströmung weiter außen liegenden Partikel werden weiter nach unten getragen, gelangen in der Rezirkulationszone weiter nach innen und verweilen dabei deutlich länger in der Rezirkulationszone als die in der Hauptströmung innenliegenden Partikel. In der Rezirkulationszone im Diffusor hängen die Residenzzeiten stark von der radialen Position ab. Die inneren Partikel, die schon eine längere Verweilzeit im Brenner haben, werden weiter nach oben getragen, bevor sie wieder die Hauptströmung erreichen als die weiter außen liegenden Partikel. Die Partikel treten bei Residenzzeiten zwischen 40 ms und über 60 ms wieder in die Hauptströmung ein.

Die Ausgasungszeit der Brennstoffpartikel hängt stark von ihrer Erhitzungshistorie ab. In [58] lagen die Ausgasungszeiten zwischen 20 ms, für die Partikel unter  $10\text{ }\mu\text{m}$ , und 100 ms, für Partikel über  $100\text{ }\mu\text{m}$ . Die kleinen Partikel sind also beim Eintritt in die Rezirkulationszone wahrscheinlich schon vollständig ausgegast. Die großen Partikel haben andere Bahnlinien, sodass ihre Residenzzeiten nicht bekannt sind. Da viele große Partikel jedoch von der Rezirkulationszone wieder nach oben getragen werden, nachdem sie von ihr abgebremst wurden (siehe Abschnitt 6.3.1), liegen die Residenzzeiten der großen Partikel vermutlich in einer ähnlichen Größenordnung wie die Residenzzeit des Gases oder höher. Möglicherweise sind die großen Partikel also nicht vollständig ausgegast, wenn sie wieder in die Hauptströmung eintreten.

## **Fehlerbetrachtung**

Um sicherzustellen, dass die berechnete Gasphasengeschwindigkeit nicht durch zu große Partikel verfälscht wird, wurde eine Sensitivitätsanalyse durchgeführt. Für den Betriebspunkt RAir mit  $20\text{ kW}_{\text{th}}$  thermischer Leistung aus RBK wurden für den Messbereich im Diffusor verschiedene Parameter getestet. Für die berechneten Gasgeschwindigkeiten wurden Partikel mit mehr als 20 zusammenhängenden Pixeln und mehr als 5000 Counts ausgeschlossen. Beide Parameter wurden variiert und die so ermittelten Gasgeschwindigkeiten mit den oben gezeigten Geschwindigkeiten verglichen. Die mittleren Abweichungen sind in Tabelle 6.2 aufgelistet. Zu sehen ist, dass die mittleren Abweichungen gegenüber den mittleren Strömungsgeschwindigkeiten sehr gering sind. Daraus folgt, dass die berechnete Gasphasengeschwindigkeit nicht sensitiv auf eine Änderung der Separationsparameter ist und dass die zur Berechnung der Gasphasengeschwindigkeit verwendeten Partikel klein genug sind, um der Strömung zu folgen.

*Tabelle 6.2: Unterschied der mittleren Geschwindigkeit für unterschiedliche Parameter des Separationsalgorithmus. Berechnet für RAir mit zusätzlich 20 kW<sub>th</sub> RBK im Diffusor. Parameter des Separationsalgorithmus als Zeilen gelistet. Tabelleneinträge: Differenz zu den Ergebnissen der verwendeten Parameter.*

| Parameter              | radial     | axial      | Magnitude  |
|------------------------|------------|------------|------------|
| 10 pixel, 5000 Counts  | -0,013 m/s | -0,051 m/s | 0,007 m/s  |
| 40 pixel, 5000 Counts  | 0,034 m/s  | 0,077 m/s  | 0,020 m/s  |
| 20 pixel, 2500 Counts  | -0,001 m/s | -0,010 m/s | -0,002 m/s |
| 20 pixel, 10000 Counts | 0,009 m/s  | 0,018 m/s  | 0,010 m/s  |

## 6.4.2 Geschwindigkeiten der großen Partikel

### Bewegung der Partikel

Zur Bestimmung der Bahnlinien der Partikel werden Hochgeschwindigkeitsmessungen mit genügend hoher Repetitionsrate benötigt, um die Partikelbewegung aufzulösen. Im Zusatzmaterial von [11] wurden bereits einfache Hochgeschwindigkeitsvideos publiziert, die einen guten Einblick in die Partikelbewegung geben. Diese bestätigen, dass die großen Partikel in der gasassistierten Kohleflamme sich ähnlich bewegen, wie die Partikel in der nicht-reagierenden Zweiphasenströmung, deren Bewegung in Abschnitt 6.3.1 beschrieben ist.

Die zahlreichen kleinen Partikel folgen dem Primärstrom in die Hauptströmung, von der sie am Rand des Diffusors in die Brennkammer getragen werden. Die größeren Partikel können dem Primärstrom nicht an die Diffusorwand folgen und bewegen sich in die Rezirkulationszone. Dort werden sie langsam abgebremst. Abhängig von ihrer Größe und dem instantanen Strömungsfeld werden sie unterschiedlich schnell abgebremst. Ein Teil der Partikel wird nicht vollständig gestoppt, bewegt sich aber nach außen und geht in der Brennkammer wieder in die Hauptströmung über. Der andere Teil wird gestoppt und von der Rezirkulationszone nach oben getragen. Dabei bewegen sich die Partikel nach außen und treten im Diffusor in die Hauptströmung ein.

### Partikelgeschwindigkeiten

Die mittleren Partikelgeschwindigkeiten sind in Abbildung 6.20 gezeigt. Aufgrund eines zu geringen Stichprobenumfangs werden die Daten aus Regionen, in denen weniger als 15 Werte für die Mittelung zur Verfügung standen, nicht gezeigt. Das betrifft vor allem das Innere der Rezirkulationszone im Diffusor und die Rezirkulationszone in der Brennkammer. Im Diffusor zeigen sich große Unterschiede zwischen den Gasphasengeschwindigkeiten und den Partikelgeschwindigkeiten, während die Unterschiede in der Brennkammer deutlich kleiner sind.

Die meisten großen Partikel verlassen den Primärstrom zwischen  $y = 30$  mm und  $y = 50$  mm. Ihre mittlere Geschwindigkeit beim Verlassen des Primärstroms beträgt etwa 6 m/s. Ihre Residenzzeit im Primärstrom beträgt zwischen 1 ms und 4 ms. Da der Primärstrom außerdem kalt

ist, startet die Ausgasung der großen Partikel erst mit dem Eintritt in die Rezirkulationszone. In Abbildung 6.20 ist auch zu sehen, dass sich die Partikelgeschwindigkeit nach dem Eintritt in die Rezirkulationszone sehr schnell reduziert. Wie in Abschnitt 6.3.1 dargelegt, entsprechen die Stromlinien der mittleren Partikelgeschwindigkeit nicht den Bahnlinien.

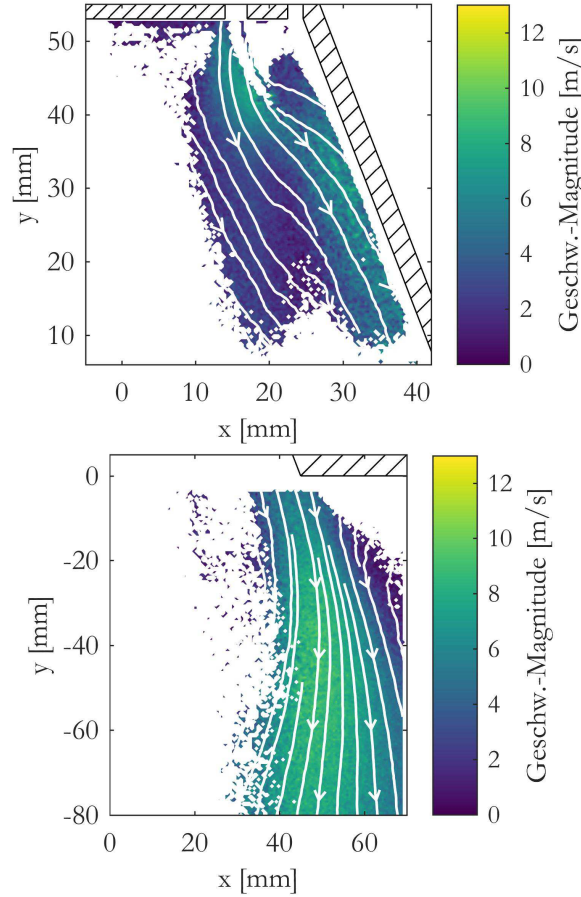


Abbildung 6.20: Gemitteltetes Geschwindigkeitsfeld der großen Partikel. RAir mit zusätzlich  $20 \text{ kW}_{th}$  RBK. Oben: im Diffusor, Unten: in der Brennkammer. Es sind nur Punkte gezeigt, bei denen zur Mittelung mehr als 15 Werte zur Verfügung standen.

Oberhalb von  $y = -20 \text{ mm}$  weisen die großen Partikel in der Hauptströmung kleinere Geschwindigkeiten auf als die Gasströmung. Dies ist die Region, in der die großen Partikel aus der Rezirkulationszone in die Hauptströmung übergehen. Diese haben eine niedrige Geschwindigkeit und werden nur langsam auf die Gasgeschwindigkeit beschleunigt. Unterhalb von  $y = -20 \text{ mm}$  sind sich die Partikel- und Gasgeschwindigkeiten ähnlich. Dort befindet sich der sich verengende Teil der Rezirkulationszone, aus dem keine Partikel in die Hauptströmung übergehen. Die in der Hauptströmung befindlichen Partikel wurden bereits auf die Gasphasengeschwindigkeit beschleunigt.

Mit der PTV-Messung der großen Partikel können quantitative Daten zur Partikelbewegung erhoben werden. Sie sind jedoch weniger genau als die Daten in der Gasphase. Dafür gibt es folgende Gründe:

1. Der Stichprobenumfang in den einzelnen Datenpunkten ist klein. Es wurden zwar 1900 Bilder aufgenommen, aber je nach Region sind nur selten Partikel an einem Datenpunkt. Der statistische Fehler steigt dadurch abhängig von der Region stark an.
2. Die nicht-sphärische Form der Partikel bedingt eine Messunsicherheit bei der Bestimmung der Position der Partikel (siehe Abschnitt 5.3.5). Dadurch erhöht sich der statistische Fehler.
3. Die Fehlerbestimmung wie in der nicht-reagierenden Zweiphasenströmung ist nicht durchführbar, da eine getrennte Zuführung von großen und kleinen Partikeln nicht möglich ist.

Zur Berechnung der Schlupfgeschwindigkeit standen daher keine ausreichend genauen Werte der Partikelgeschwindigkeit zur Verfügung.

### Vergleich von Partikel und Gasphasengeschwindigkeit

Ein Vergleich der Strömungsgeschwindigkeiten von Gasphase und großen Partikeln ist in Abbildung 6.21 gezeigt. Es fällt auf, dass die Profile der Geschwindigkeiten der großen Partikel verrauscht sind, insbesondere in Gebieten mit geringer Partikeldichte. Nichtsdestotrotz lassen sich einige generelle Unterschiede ausmachen.

Die starken Gradienten in den Profilen der Gasphasengeschwindigkeit auf den Höhen  $y = 45$  mm,  $y = 15$  mm und  $y = -10$  mm sind in den Profilen der Partikelgeschwindigkeiten nicht zu sehen. Wenn sich die Partikel radial durch die Gasströmung bewegen, dauert es eine gewisse Zeit, bis die Partikel sich an die Gasgeschwindigkeit anpassen. Dadurch sind die Gradienten der Partikelgeschwindigkeit flacher als die der Gasgeschwindigkeit. Bei  $y = -60$  mm sind die Gradienten in der Gasgeschwindigkeit flacher, sodass die Partikelgeschwindigkeit diesen Gradienten folgen kann.

In den Profilen auf den Höhen  $y = 15$  mm,  $y = -10$  mm und  $y = -60$  mm ist außerdem zu sehen, dass die Partikelgeschwindigkeit in der Rezirkulationszone negativ ist (Bewegung nach unten), während die Gasgeschwindigkeiten positiv sind (Bewegung nach oben). Da die Partikelbewegung in der Rezirkulationszone leicht fehlinterpretiert werden kann (siehe Abschnitt 6.3.1), werden in Abbildung 6.22 zwei Wahrscheinlichkeitsdichteverteilungen der axialen Partikelgeschwindigkeiten in der Rezirkulationszone gezeigt. Die Wahrscheinlichkeitsdichteverteilungen sind, gegenüber den Profilen, über einen größeren Bereich gemittelt, sodass sie die Partikelgeschwindigkeit besser repräsentieren. Sowohl im Diffusor als auch in der Brennkammer sind die Mittelwerte negativ (Bewegung abwärts). Die Verteilung ist jedoch breit, sodass auch viele Partikel mit positiver Geschwindigkeit vorliegen (Bewegung aufwärts). Der Mittelwert ist im Diffusor mit  $v_{ax} = -2,03$  m/s kleiner (Betrag höher) als der in der Brennkammer mit  $v_{ax} = -1,07$  m/s. Die großen Partikel wurden im Diffusor noch nicht so stark abgebremst wie in der Brennkammer.

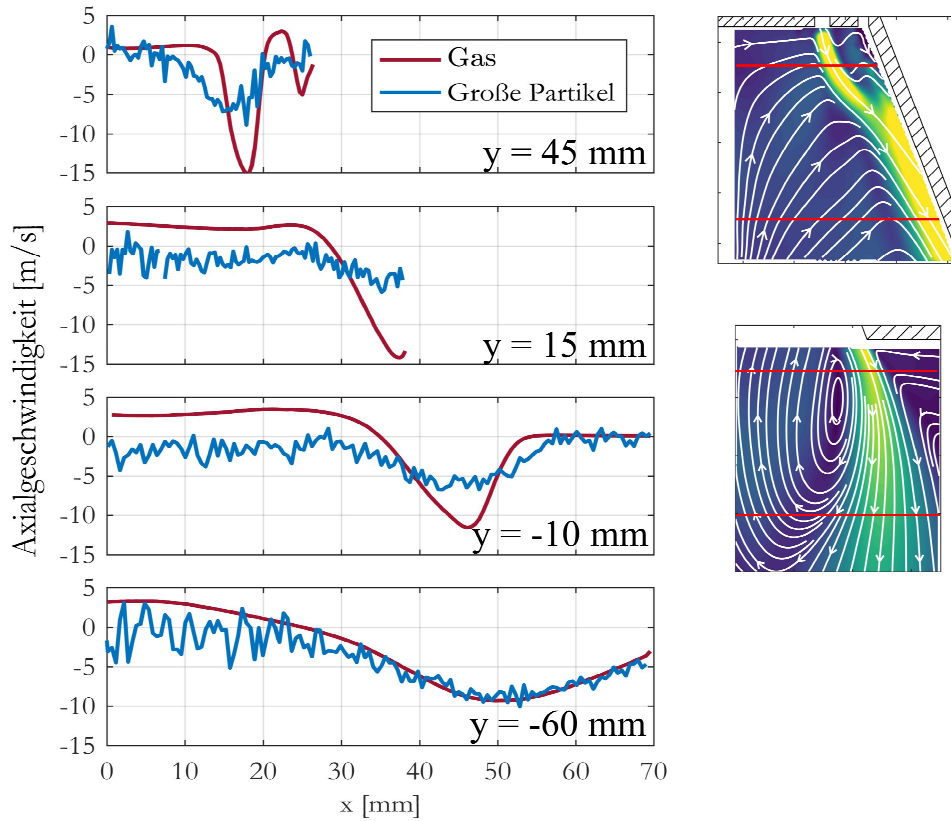


Abbildung 6.21: Vergleich der Strömungsgeschwindigkeiten der großen Partikel mit der der Gasphase. RAir mit zusätzlich 20  $kW_{th}$  RBK. Radiale Profile der Axialgeschwindigkeit in verschiedenen Höhen. Die Profile wurden in den rot markierten Höhen aus dem Strömungsfeld extrahiert.

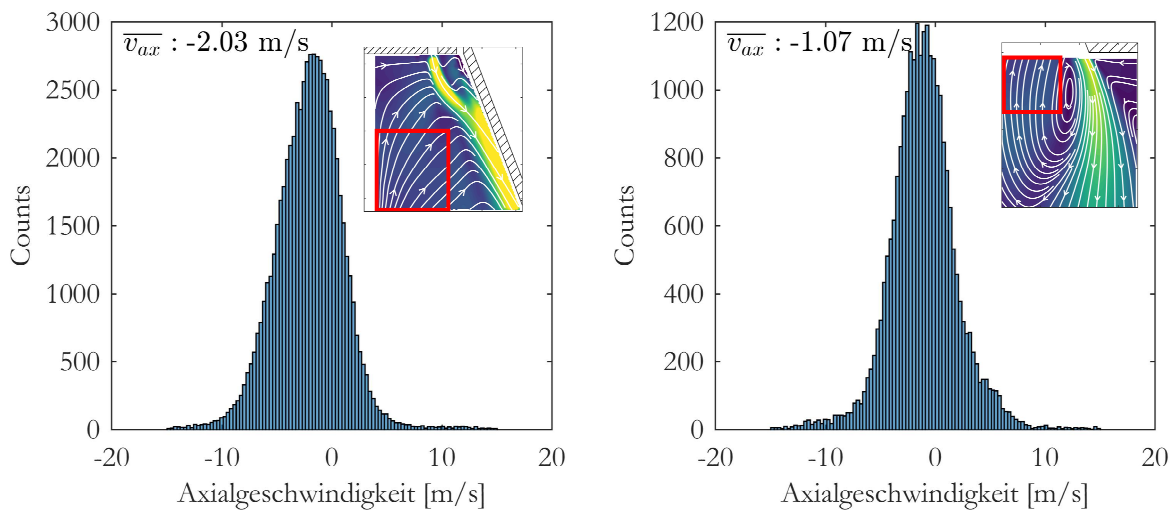


Abbildung 6.22: Wahrscheinlichkeitsdichteverteilungen der Axialgeschwindigkeit der großen Partikel in der Rezirkulationszone. Die Wahrscheinlichkeitsdichteverteilungen wurden aus den rot umrandeten Zonen extrahiert.

### 6.4.3 Position der AKs und der Partikel

In diesem Kapitel wird die Position der Partikel mit der Position der aromatischen Kohlenwasserstoffe (AKs) verglichen. Dazu werden die Mie-Streuung aus den PIV-Aufnahmen und das simultan aufgenommene AK-LIF-Signal verwendet. In Abbildung 6.23 ist ein nicht gemitteltes Bild der Mie-Streuung (links) und das simultan aufgenommene AK-LIF Bild (rechts) jeweils für Diffusor und Brennkammer gezeigt. Beim Vergleich der beiden Signale im Primärstrom ( $14 \text{ mm} < x < 20 \text{ mm}$ ;  $45 \text{ mm} < y < 53 \text{ mm}$ ) wird deutlich, dass der Rohbrennstoff kein LIF-Signal erzeugt. In der heißen Rezirkulationszone wird auch kein LIF-Signal beobachtet. Daraus folgt, dass das LIF-Signal von Molekülen stammt, die bei der Pyrolyse gebildet werden und in der Flamme verbrennen. Vermutlich stammt das Signal überwiegend von AKs (siehe Abschnitt 5.4). Das AK-LIF Signal ist stark in Regionen, in denen durch die Pyrolyse viele AKs gebildet werden und in Regionen in denen die Umgebungstemperatur eine lange Lebensdauer der AKs zulässt.

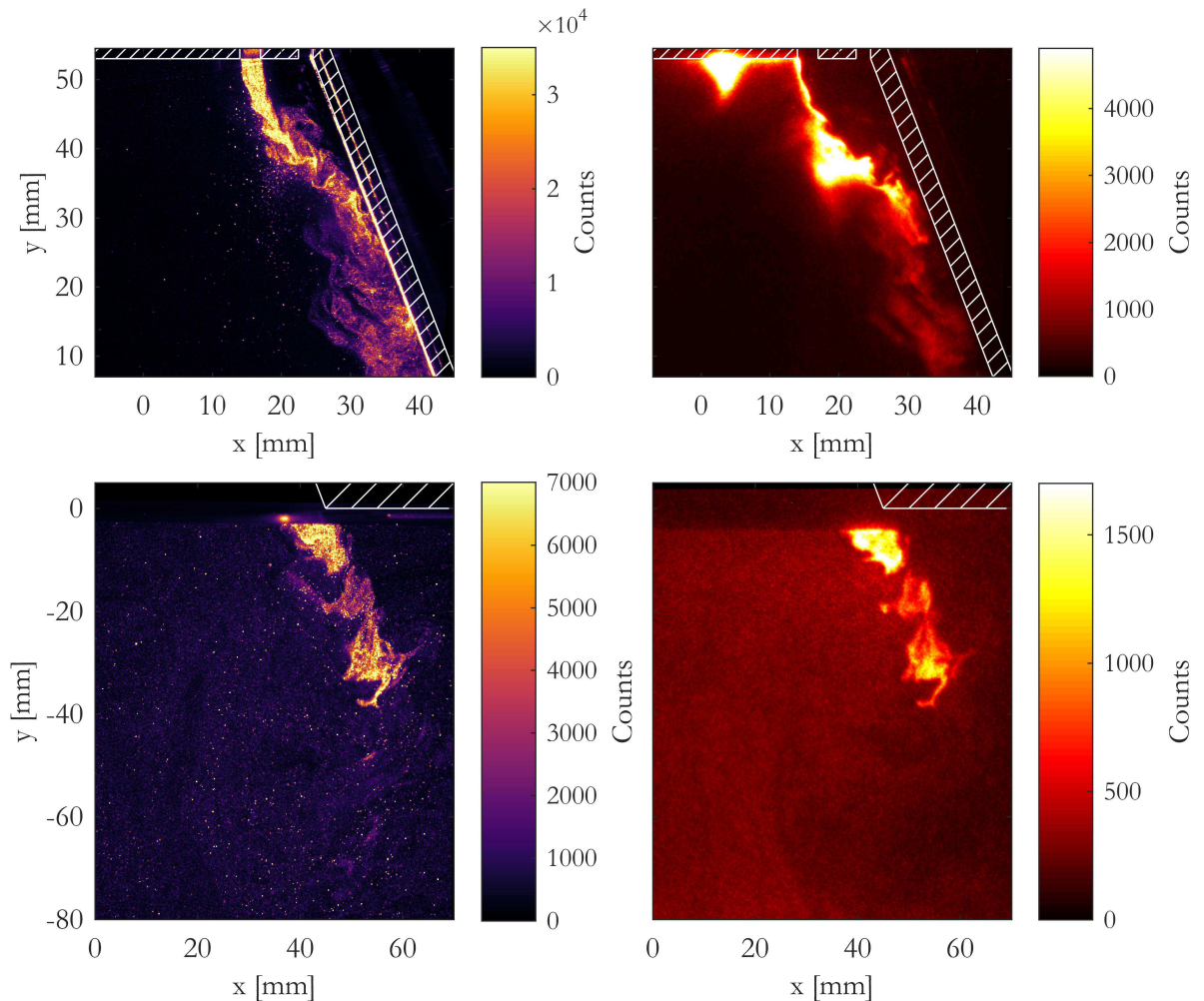


Abbildung 6.23: Vergleich des LIF-Signals mit der Mie-Streuung. RAir mit zusätzlich  $20 \text{ kW}_{th}$  RBK. Laserstrahlung von rechts. Oben: im Diffusor, Unten: in der Brennkammer. Links: instantane Mie-Streuung. Rechts: instantanes LIF-Signal.

Beim Vergleich des LIF-Signals mit dem Mie-Streuungssignal in der Nähe der Brennerdüse ist zu sehen, dass das LIF-Signal nur an der Innenseite des Primärstroms existiert. In den Mie-Bildern



ist auf der Innenseite eine Wellenstruktur zu sehen, die durch die sich bildende Turbulenz entsteht. Dieselbe Wellenstruktur ist im LIF-Signal zu sehen. Die Brennstoffpartikel heizen sich nur an der Grenze zur heißen Rezirkulationszone auf und gasen dort aus. Die AKs treten aus, aber verbrennen sofort in der heißen Rezirkulationszone. Sie existieren nur in engen Temperaturgrenzen in einer dünnen Schicht zwischen der heißen Rezirkulationszone und dem kalten Primärstrom. In Abbildung 6.24 ist die räumliche Verteilung der Korrelation zwischen dem Mie- und dem LIF-Signal gezeigt. Die Grenzschicht zwischen Primärstrom und Rezirkulationszone weist eine negative Korrelation auf. Das heißt, dass das LIF-Signal außerhalb des Mie-Signals auftritt.

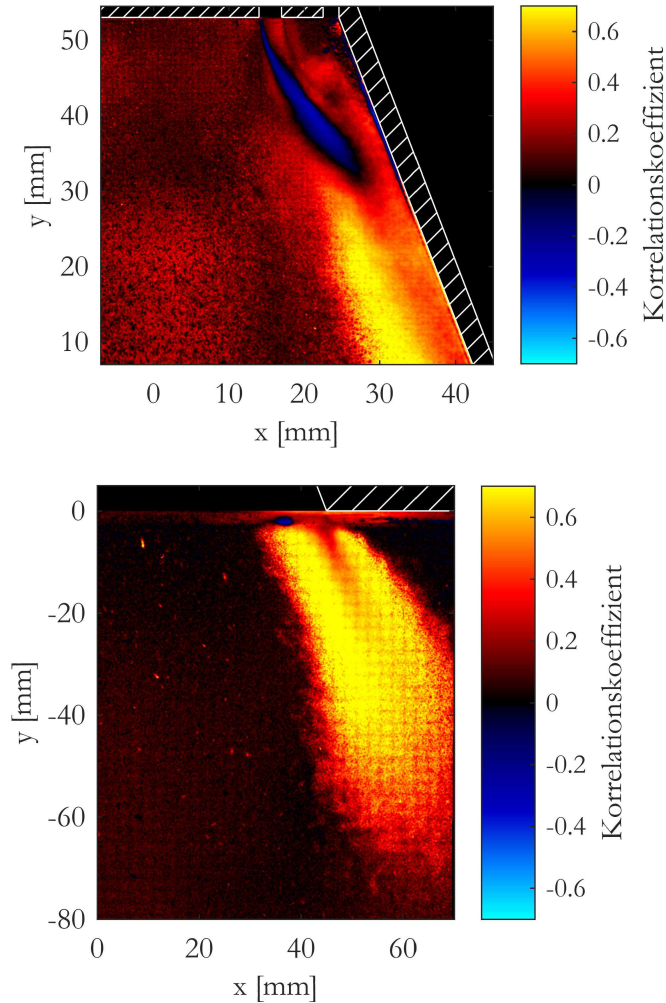


Abbildung 6.24: Korrelation des LIF-Signals mit der Mie-Streuung. RAir mit zusätzlich  $20 \text{ kW}_{th}$  RBK. Oben: im Diffusor, Unten: in der Brennkammer. Korrelationskoeffizient zwischen dem LIF-Signal und der Mie-Streuung.

In der Hauptströmung unterhalb von  $y = 20 \text{ mm}$  tritt das Mie- und das LIF-Signal an denselben Stellen mit demselben Muster auf. Dies wird von der hohen positiven Korrelation ( $> 0,5$ ) bestätigt. Das LIF-Signal in dieser Region könnte nicht nur von Pyrolysegasen stammen, sondern auch von Partikeln, die ihre chemische Zusammensetzung geändert haben. Da kein LIF-Signal von großen Partikeln in der Rezirkulationszone beobachtet wird, ist letzteres unwahrscheinlich. Die Temperatur in der Hauptströmung ist unterhalb von etwa  $y = 20 \text{ mm}$  also hoch genug, dass die Partikel



pyrolysieren. Ob die Pyrolysegase auch inmitten der Hauptströmung reagieren oder nur an den Rändern, lässt sich nicht eruieren.

In dem LIF-Bild in Abbildung 6.23 zwischen  $y = 35$  mm und  $y = 45$  mm ist eine Region mit starkem LIF-Signal zu sehen. Auf dem Mie-Bild sind in dieser Region einige große Partikel zu sehen, die dem Primärstrom nicht Richtung Wand gefolgt, sondern in die Rezirkulationszone eingedrungen sind. Diese Partikel dringen mit einer hohen Schlupfgeschwindigkeit in die heiße Rezirkulationszone ein, sodass die Temperaturgrenzschicht klein ist und die Temperaturgradienten entsprechend hoch. Dadurch ist die Aufheiz- und Ausgasungsrate der Partikel hoch, wodurch viele Pyrolysegase entstehen, die zum LIF-Signal beitragen. Der starke Ausgasungsprozess kühlt das umgebende Gas. Möglicherweise wird es stark genug abgekühlt, dass die AKs in dieser Region nicht schnell umgesetzt werden. Dies würde auch zu einem starken LIF-Signal beitragen. Das starke LIF-Signal in dieser Region wird auch in dem mittleren LIF-Signal, welches in Abbildung 6.25 gezeigt ist, beobachtet. Das hohe Signal in dieser Region ist also keine Ausnahme.

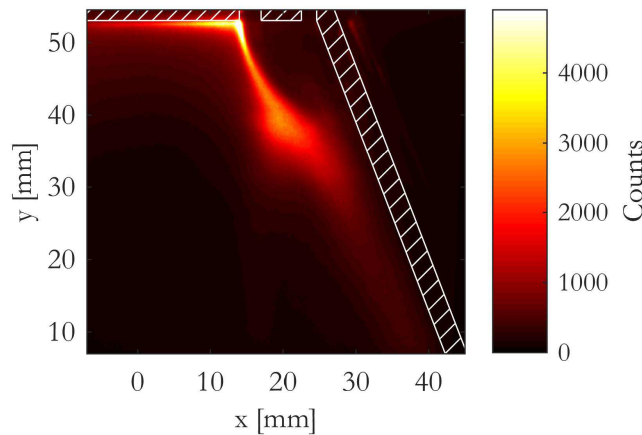


Abbildung 6.25: Mittleres LIF-Signal. Aus 1900 aufgenommenen Bildern gemittelt. Im Diffusor. RAir mit zusätzlich 20  $kW_{th}$  RBK.

In Abbildung 6.23 in der Hauptströmung zwischen  $y = 20$  mm und  $y = 35$  mm gibt es einen Übergangsbereich. Oberhalb ist das LIF-Signal nur am Rand des Partikelstroms zu sehen und unterhalb nur im Partikelstrom. In dem Übergangsbereich gibt es vermutlich eine starke Durchmischung von heißen Gasen aus der Rezirkulationszone und den kalten Gasen der Hauptströmung. Der Partikelstrom wird in diesem Übergangsbereich so weit aufgeheizt, dass sich AKs bilden.

In Abbildung 6.23 wird ein starkes LIF-Signal unterhalb des zentralen Staukörpers beobachtet. Dieses Signal tritt allerdings nur selten auf und ist deshalb im mittleren LIF-Signal nicht zu sehen. Das Auftreten des Signals korreliert nicht mit dem Auftreten von Partikeln in dieser Region, weshalb keine Korrelation in Abbildung 6.23 zu sehen ist. Woher dieses Signal stammt, ist nicht bekannt.

## 6.5 Vergleich der Gasgeschwindigkeiten bei unterschiedlichen Strömungskonfigurationen

Nachdem in den vorherigen Abschnitten die nicht-reagierenden und reagierenden Ein- und Zweiphasenströmungen einzeln diskutiert wurden, werden sie in diesem Abschnitt miteinander verglichen. Dadurch kann der Einfluss der Partikel und der thermischen Expansion auf die Strömung leichter beurteilt werden.

In Abbildung 6.26 sind Profile der Axialgeschwindigkeit auf verschiedenen Höhen für die unterschiedlichen Strömungskonfigurationen dargestellt. Die Profile der Einphasenströmungen und die der Zweiphasenströmungen wurden in unterschiedlichen Messkampagnen aufgenommen, sodass kleine Abweichungen der Kalibration nicht ausgeschlossen werden können.

Die Strömung in der Rezirkulationszone wird bei allen Konfigurationen unter dem Staukörper gestoppt ( $y = 45$  mm). Weiter unten ist die Rezirkulationszone bei den reagierenden Konfigurationen stärker als bei den nicht-reagierenden. Dies kann auf die thermische Expansion zurückgeführt werden, die höhere Strömungsgeschwindigkeiten bedingt.

An dem Profil bei  $y = 45$  mm lässt sich die Position des Primärstroms vergleichen. Bei den reagierenden Konfigurationen wird der Primärstrom durch die Seitenflamme weiter nach innen gedrückt als bei den nicht-reagierenden. Die Geschwindigkeiten sind bei den reagierenden Konfigurationen deutlich höher als bei den nicht-reagierenden. Dies liegt zum einen daran, dass der Primärstrom durch die Seitenflamme nicht breiter werden kann, zum anderen hat die thermische Expansion offenbar schon kurz nach der Brennerdüse einen Einfluss. Die Wärme dafür kommt sowohl aus der inneren Rezirkulationszone, der Seitenflamme und möglicherweise auch aus einer Umsetzung des Brennstoffs. In den nicht-reagierenden Konfigurationen gibt es einen deutlichen Unterschied zwischen der Ein- und der Zweiphasenströmung. Bei der Zweiphasenströmung liegt der Primärstrom weiter innen. Er wird offenbar durch die Partikel, die der Strömung nicht folgen, beeinflusst. Sie verhindern, dass die Rezirkulationszone den Primärstrom früh Richtung Wand drücken kann. Es ist allerdings auch möglich, dass die Messung der Gasphasenströmung bei der nicht-reagierenden Zweiphasenströmung an dieser Stelle durch die Partikel beeinflusst wird.

In der Hauptströmung bei  $y = 15$  mm ist die größere thermische Expansion aufgrund der Gasflamme weiterhin zu sehen.

Bei  $y = -10$  mm sind in der Hauptströmung Unterschiede in allen Konfigurationen zu sehen. Die nicht-reagierende Zweiphasenströmung weist hier niedrigere Geschwindigkeiten auf als die nicht-reagierende Einphasenströmung. Die Partikel, die in der Rezirkulationszone abgebremst werden und sich von dort in die Hauptströmung bewegen, bremsen die Strömung dort im Mittel ab. Der Nettovolumenstrom, der aus dem Diffusor in die Brennkammer strömt, ist jedoch bei den beiden nicht-reagierenden Strömungen gleich, da die Volumenströme am Einlass gleich sind und durch die fehlende Reaktion auch keine thermische Expansion vorhanden ist. Der niedrigere Volumenstrom

in der Hauptströmung der Zweiphasenströmung wird hier durch eine reduzierte Rückströmung in der Rezirkulationszone ausgeglichen.

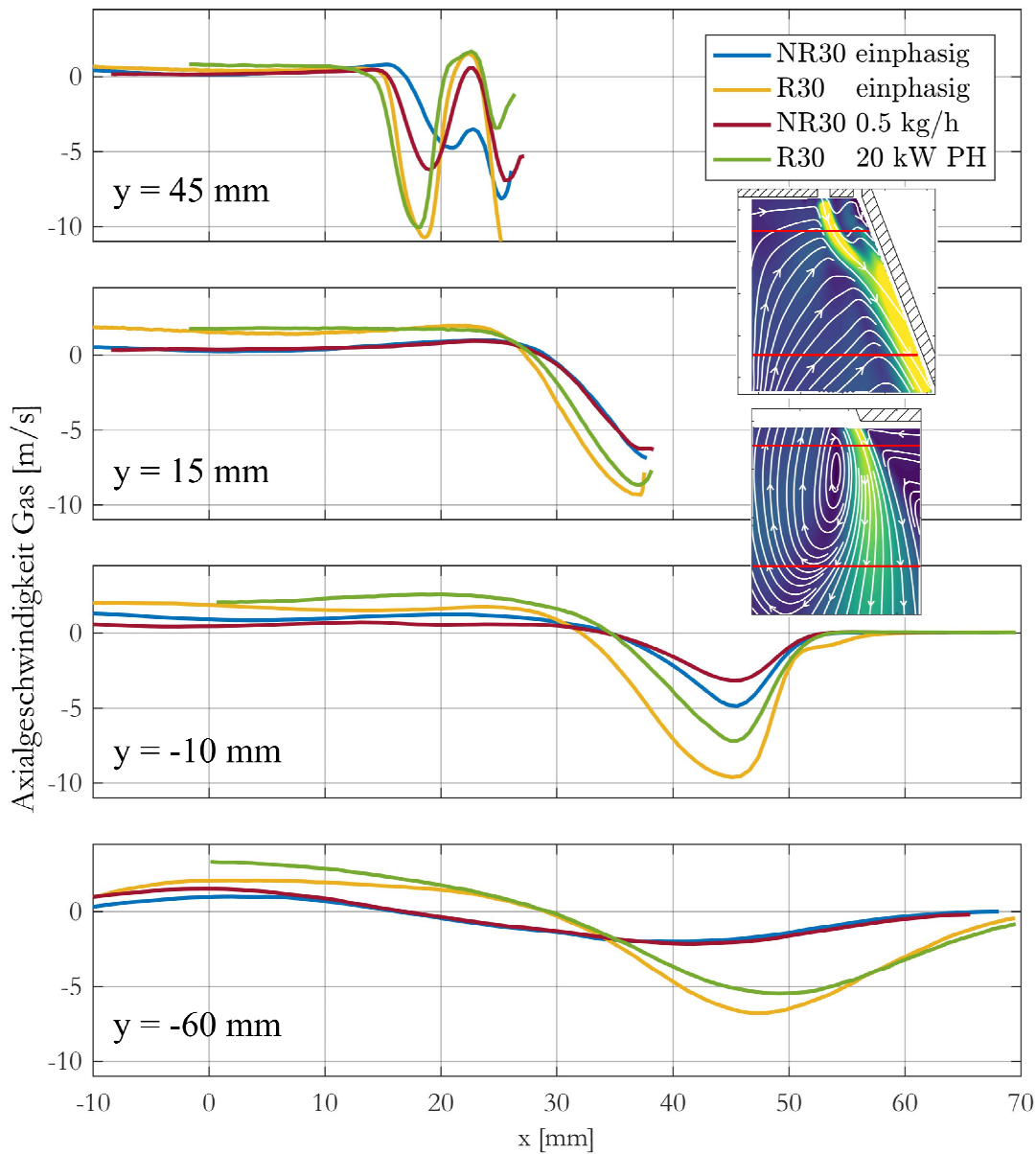


Abbildung 6.26: Vergleich der Strömungsgeschwindigkeiten der Gasphase bei unterschiedlichen Strömungskonfigurationen. Ein- und Zweiphasenströmung von NR30 und R30. Radiale Profile der Axialgeschwindigkeit in verschiedenen Höhen. Die Profile wurden an den rot markierten Höhen aus dem Strömungsfeld extrahiert.

Auch bei den reagierenden Konfigurationen sind die Strömungsgeschwindigkeiten in der Hauptströmung bei  $y = -10$  mm bei der Einphasenströmung höher als bei der Zweiphasenströmung. Wie bei der nicht-reagierenden Zweiphasenströmung bremsen die großen Partikel bei der reagierenden Zweiphasenströmung die Hauptströmung ab. Der reduzierte Volumenstrom wird jedoch nicht durch die Rezirkulationszone ausgeglichen. Eine unterschiedliche thermische Expansion trägt also mit zu den Unterschieden bei. Die Ausgasung der Kohlepartikel kühlt die Hauptströmung, sodass die thermische Expansion verzögert wird. In der Rezirkulationszone ist die

Expansion weitgehend abgeschlossen, sodass die höhere thermische Leistung der Zweiphasenströmung zu einer höheren thermischen Expansion und zu höheren Strömungsgeschwindigkeiten in der Rezirkulationszone führt.

Bei  $y = -60$  mm sind die Strömungsgeschwindigkeiten der reagierenden Zweiphasenströmung immer noch niedriger als die der reagierenden Einphasenströmung. Der Unterschied ist jedoch kleiner als bei  $y = -10$  mm. Ansonsten gibt es kaum Unterschiede zwischen den Strömungsgeschwindigkeiten der Ein- und Zweiphasenströmungen.

# 7 Ausblick und Zusammenfassung

## 7.1 Zusammenfassung

In dieser Arbeit wurden gasassistierte Staubflammen in einer Brennkammer mit laseroptischen Methoden untersucht. Dabei gab es folgende Ziele:

1. Konstruktion einer Kohlebrennkammer mit optischer Zugänglichkeit
2. Untersuchung der Anwendbarkeit/Nutzbarkeit von laseroptischen Messtechniken und Adaptierung an die spezielle Umgebung einer Kohlefeuerung
3. Erhebung umfassender Daten zur Validation numerischer Simulationen
4. Beschreibung von Phänomenen und Eigenschaften der gasassistierten Staubflammen und des Brenners
5. Untersuchung und Vergleich von Luft- und Oxyfuel- Verbrennung

Eine Kohlebrennkammer mit großzügigen optischen Zugängen wurde konstruiert, um die Lücke zwischen offenen Brennerkonfigurationen und Brennkammern im Technikumsmaßstab zu schließen. Die Brennkammer ist eine verkürzte Version einer Brennkammer der RWTH Aachen im Technikumsmaßstab, sodass eine Vergleichbarkeit der Messergebnisse gegeben ist und mit einer engen Zusammenarbeit [123] die Unterschiede von gasassistierten und reinen Staubflammen herausgearbeitet werden können. Die optischen Zugänge des neuen Brenners beinhalten auch einen Glasdiffusor, mit dem erstmals nicht-invasive Messungen am Flammenfuß eines Kohlebrenners durchgeführt werden konnten. Die Ausbrandluft musste jedoch für die Messungen im Diffusor demontiert werden, was in manchen Betriebspunkten zu einer instabilen Flamme führen kann. Eine Luftzuführung an den Ecken der Brennkammer, die die Sicht auf den Diffusor nicht versperrt, muss daher ergänzt werden. In der Brennkammer wurden nicht nur die in dieser Arbeit vorgestellten Messungen durchgeführt, sondern aus Messungen mittels TDLAS zur Untersuchung des Abgases und zur Bestimmung der Verweilzeiten [19, 20].

Bei der Methodik wurde vor allem die Zweiphasen-PIV an die Kohleverbrennung adaptiert. Damit konnten in der nicht-reagierenden Zweiphasenströmung erstmals instantan die Schlupfgeschwindigkeiten in einer optisch zugänglichen Brennkammer bestimmt werden. In der reagierenden Zweiphasenströmung konnte die Strömungsgeschwindigkeit der Gasphase mit PIV akkurat bestimmt werden. Mit geringerer Genauigkeit konnten auch die Partikelgeschwindigkeiten bestimmt werden. Für die Bestimmung der Schlupfgeschwindigkeiten in der reagierenden

Zweiphasenströmung reicht die Genauigkeit der gemessenen Partikelgeschwindigkeiten nicht aus. AK-LIF Messungen wurden erstmals verwendet, um in einer geschlossenen Brennkammer Regionen mit starker Pyrolyseaktivität zu lokalisieren. Aufgrund der starken Absorption der AKs im UV-Spektrum ist eine Bestimmung der Flammfront mittels  $\text{SO}_2$ -LIF oder OH-LIF an dem verwendeten Brenner bei relevanten Kohlebeladungen vermutlich nicht möglich.

Für Strömungskonfigurationen unterschiedlicher Komplexität wurden umfassende Validationsdaten gewonnen, die durch TDLAS-Messungen von Bürkle [19, 20] ergänzt wurden. Dadurch liegen zu den einzelnen Betriebspunkten Messdaten zur Strömungsdynamik, Partikeldynamik, der Thermochemie und den Verweilzeiten vor. Die in dieser Arbeit erzielten Daten wurden bereits in den Publikationen [29] und [58] verwendet.

Die charakteristische Strömung wurde anhand der nicht-reagierenden Einphasenströmung bestimmt, ist aber auch in der reagierenden Einphasenströmung und in den Zweiphasenströmungen vorhanden. Die Struktur der Strömung wird also vor allem durch die Aerodynamik bestimmt. Der Primärstrom, der Brennstoff und Oxidator fördert, strömt nach dem Austritt aus der Brennerdüse Richtung Diffusorwand, wo er beginnt sich mit dem verdrallten Sekundärstrom zu vermischen. An der Brennerdüse zwischen Primär- und Sekundärstrom bildet sich eine kleine äußere Rezirkulationszone. Die aus Primär- und Sekundärstrom bestehende Hauptströmung liegt eng an der Diffusorwand an und strömt nach dem Verlassen des Diffusors nach innen. Sie umschließt eine innere Rezirkulationszone, die sich hinter dem zentralen Staukörper an der Brennerdüse ausbildet und bis in die Brennkammer hinein reicht. Mit zunehmender Lauflänge nimmt die Mischung von Primär- und Sekundärstrom in der Hauptströmung zu. Sie sind jedoch vermutlich erst weit in der Brennkammer vollständig gemischt.

Die Gasflamme in der reagierenden Einphasenströmung wird durch die große innere Rezirkulationszone stabilisiert. Zwischen dem Primär- und Sekundärstrom wird nur bei manchen Betriebspunkten eine kleine Gasflamme in der äußeren Rezirkulationszone stabilisiert, die beim Zusammentreffen der beiden Ströme verlöscht. Die Hauptflamme brennt in der Nähe der Brennerdüse als Diffusionsflamme im äußersten Bereich der Rezirkulationszone. Dort kann sie durch die geringen Strömungsgeschwindigkeiten und die hohe Temperatur stabilisiert werden. Weiter stromab verbessert sich die Brennbarkeit in der Hauptströmung durch die Mischung von Primär- und Sekundärstrom. Gleichzeitig wird die Wärme der Rezirkulationszone mit zunehmender Lauflänge weiter in die Hauptströmung getragen. Die Reaktionsbedingungen verbessern sich soweit, dass die Flamme auch in den schnell strömenden Gebieten der Hauptströmung stabilisiert werden kann. Möglicherweise brennt die Flamme dort als partiell vorgemischte Flamme und nicht als Diffusionsflamme.

Die Partikelbewegung und die Schlupfgeschwindigkeit wurden in der nicht-reagierenden Zweiphasenströmung bestimmt. Die Gasströmung wird von der Partikelbewegung kaum beeinflusst. Die Partikel folgen dem Primärstrom nicht Richtung Wand und dringen schon im oberen Teil des Diffusors in die Rezirkulationszone ein. Die sich abwärts bewegenden Partikel werden in der Rezirkulationszone von der nach oben gerichteten Gasströmung abgebremst. Gleichzeitig werden die Partikel von der Gasströmung langsam nach außen getragen. Je nach Partikelimpuls und

instantanem Strömungsfeld treten die Partikel entweder in der Brennkammer seitlich aus der Rezirkulationszone aus und in die Hauptströmung ein oder sie werden von der Gasströmung vollständig abgebremst, nach oben zurück in den Diffusor getragen und gehen dort von der Rezirkulationszone in die Hauptströmung über. Die Schlupfgeschwindigkeit ist bei der Transition der Partikel vom Primärstrom in die Rezirkulationszone und von der Rezirkulationszone in die Hauptströmung besonders hoch.

Die Strömungsstruktur aus der nicht-reagierenden Einphasenströmung und die Partikelbewegungen aus der nicht-reagierenden Zweiphasenströmung wurden für große Partikel auch in der reagierenden Zweiphasenströmung beobachtet. Die Reaktionsfront konnte nicht mittels  $\text{SO}_2\text{-LIF}$  bestimmt werden, da eine zu hohe Konzentration an AKs das Laserlicht im UV-Spektrum absorbiert und breitbandig emittiert. Eine hohe Konzentration an AKs, die auf eine hohe Entgasungsrate hindeutet, wurde vor allem in dem Bereich gefunden, in dem die großen Partikel in die Rezirkulationszone eintreten. Die großen Partikel gasen also in der Rezirkulationszone stark aus und verbleiben im Vergleich zu den kleinen Partikeln, die der Hauptströmung folgen, lange im Brennernahbereich. Der Umsatz der großen Partikel schreitet auf diese Weise in einem kleinen Gebiet weit voran. Da die langsame Reaktion der großen Partikel zu großen Brennkammerabmessungen in der Staubverbrennung führt, ist das Beschleunigen der Reaktion der großen Partikel wichtig. Die Bahnlinien der Partikel sind also bei dem vorliegenden Brenner für einen schnellen Ausbrand vorteilhaft.

Anhand von Parameterstudien in der reagierenden Zweiphasenströmung wurden Unterschiede in der Strömung bei verschiedenen Kohlebeladungen und Kohlesorten untersucht. Eine erhöhte Kohlebeladung führt dazu, dass die thermische Expansion verzögert wird, da die Partikel zunächst als Wärmesenke fungieren, bevor ihr Brennstoff durch Reaktion zu einer Expansion führt. Die Unterschiede der Gasströmung bei den beiden verwendeten Kohlen sind klein. Die RBK reagiert allerdings durch ihren höheren Volatilenanteil etwas schneller als die Steinkohle, was zu einer früheren thermischen Expansion führt.

Die Unterschiede der Verbrennung in Oxyfuel-Atmosphären und Luft sollte über den Vergleich der Ergebnisse bei den unterschiedlichen verwendeten Verbrennungsatmosphären (RAir, R25 und R30; siehe Tabelle 4.2) geschehen. Die verwendeten Atmosphären haben sich dafür jedoch als ungeeignet erwiesen. Durch die gleichen Impulsstromverhältnisse und die gleiche Drallzahl ist die Strömungsstruktur der Betriebspunkte ähnlich, jedoch unterscheiden sich die Atmosphären anderweitig. Da sich zusätzlich zur Zusammensetzung der Atmosphäre die Luftzahl und die Volumenströme ändern, lassen sich unterschiedliche Ergebnisse nur schwer auf grundsätzliche Unterschiede zwischen Luft und Oxyfuel-Atmosphären zurückführen. Um die Unterschiede von Luft- und Oxyfuel-Atmosphären herauszuarbeiten, erscheint es sinnvoll die Verbrennungsatmosphären neu zu definieren.

## 7.2 Ausblick

Für die genaue Bestimmung der Schlupfgeschwindigkeit in der reagierenden Zweiphasenströmung ist die Präzision der Messung der Partikelgeschwindigkeit nicht hoch genug. Neben der Verbesserung der Präzision der Einzelmessungen muss für genaue Mittelwerte auch die Stichprobenanzahl erhöht werden. Die Anforderung einer höheren Stichprobenanzahl wird weiter erhöht, wenn die großen Partikel in verschiedene Größenklassen eingeteilt werden, um die Partikelgeschwindigkeiten abhängig von der Partikelgröße zu messen.

Mit Hochgeschwindigkeits-Messungen lässt sich nicht nur schnell eine hohe Anzahl an Stichproben messen, sondern auch die Präzision der Einzelmessungen verbessern. Eine Ungenauigkeit bei den Einzelmessungen besteht in der Rotation der Partikel, die einen statistischen Fehler in der Partikelpositionsbestimmung erzeugen. Dieser Fehler sinkt, wenn die Translation der Partikel zwischen den PIV-Aufnahmen steigt. Bei PIV-Aufnahmen mit einem doppelt gepulsten Hochgeschwindigkeitslaser, lassen sich die Partikelgeschwindigkeiten bei genügender Repetitionsrate mit unterschiedlichen Zeitabständen berechnen. Ein Partikelbild kann nicht nur mit dem zweiten Bild der doppelten Aufnahme korreliert werden, sondern auch mit dem ersten Bild der nächsten Aufnahme. Bei geringen Partikelgeschwindigkeiten kann so die Translationslänge der Partikel verbessert werden.

Mit Hochgeschwindigkeitsmessungen lassen sich außerdem die Bahnlinien der Partikel direkt messen, vorausgesetzt die Partikel verlassen den Laserlichtschnitt nicht zu schnell. Damit können die Bahnlinien der Partikel, für die in dieser Arbeit eine Hypothese aufgestellt wurde, verifiziert werden.

Eine weitere Möglichkeit die Bewegung von verschiedenen Partikelgrößen zu messen, wäre verschiedene Korngrößenverteilungen zu verwenden. Dies wäre jedoch nur erfolgreich, wenn die Partikel nicht zu schnell in kleinere Fragmente zerfallen. Außerdem würde die Geschwindigkeit der Umsetzung des Brennstoffs durch unterschiedliche Partikelgrößen stark beeinflusst.

## 7.3 Fazit

Im Zuge der Arbeit konnten einige neuartige Untersuchungen erfolgreich durchgeführt werden. Dazu zählen die nicht-invasiven optischen Untersuchungen im Diffusor eines Kohlebrenners, die durch die Konstruktion der optischen Zugänge ermöglicht wurde. Messungen mittels Zweiphasen-PIV waren bisher in der Staubverbrennung nicht bekannt. Die Untersuchung der Pyrolyse wurde erstmals mittels AK-LIF durchgeführt.

Die Ziele zum Aufbau der Brennkammer, zur Erprobung und Adaption der Messtechnik, zum Schaffen einer Validationsdatenbasis für numerische Simulationen und zur Untersuchung der Funktionsweise des Kohlebrenners konnten erreicht werden. Eine überzeugende Erforschung der Oxyfuel-Betriebspunkte ist bisher nicht gelungen, da ein aufschlussreicher Vergleich zwischen Luft- und Oxyfuel-Atmosphären sehr komplex ist. Die Messmethoden zur detaillierten Untersuchung von



Staubverbrennung wurden entwickelt, sodass über mehr Parametervariationen die Feststoffverbrennung in Oxyfuel-Atmosphäre untersucht werden kann.



# Anhang

## Nicht-reagierende Zweiphasenströmung

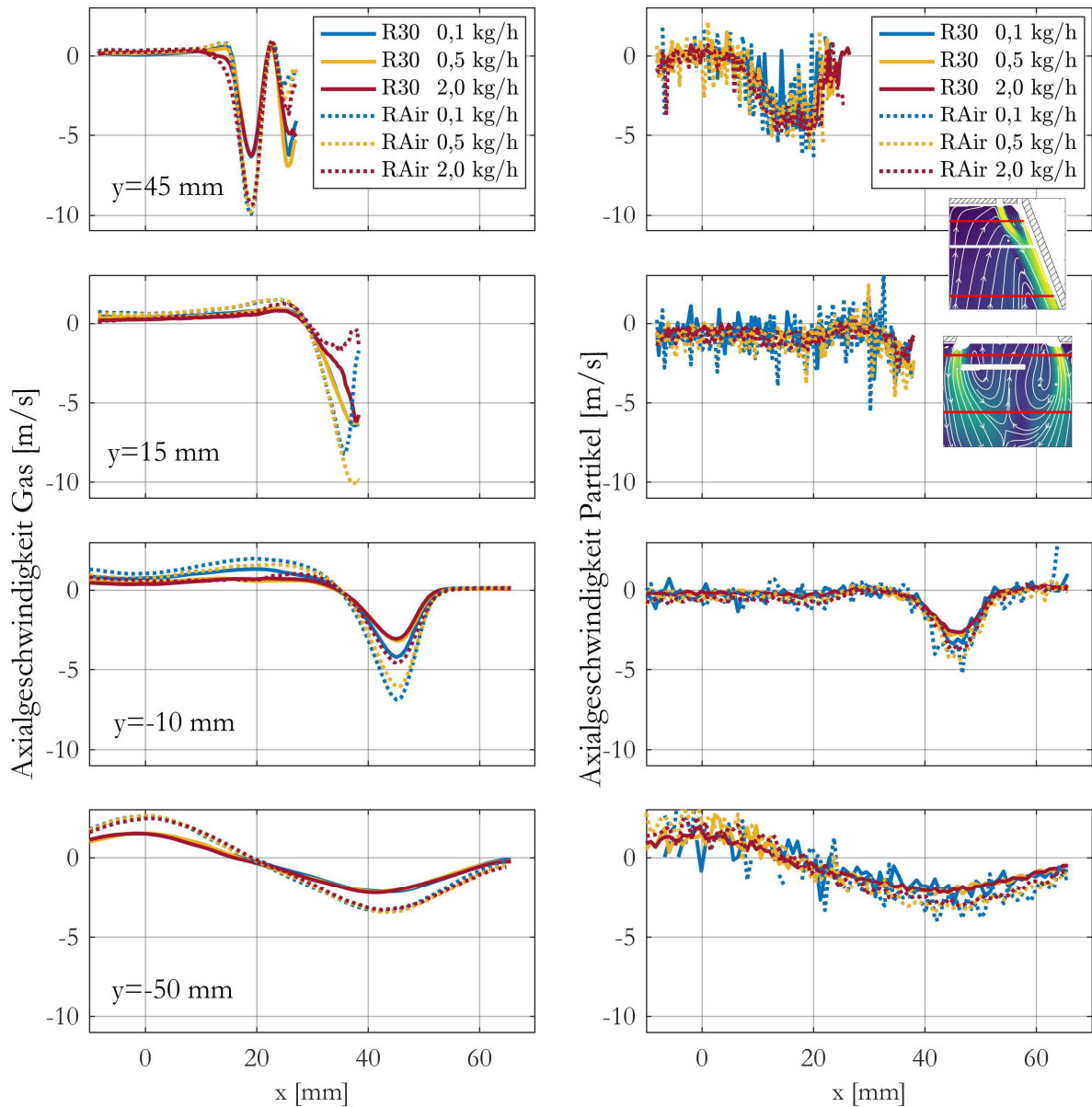


Abbildung A 2: Profile der Axialgeschwindigkeit der nicht-reagierenden Zweiphasenströmung. Links: Gas; Rechts: Partikel. Die Profile wurden in den rot markierten Höhen aus dem Strömungsfeld extrahiert.



# Überblick über die Veröffentlichungen und Beiträge der Autoren

Aufgrund der in der Öffentlichkeit vermehrt aufkommenden Diskussionen über die Originalität von Dissertationen und der Tatsache, dass moderne Forschung oft auf Zusammenarbeit beruht, ist es fair einen Überblick über die Veröffentlichungen, deren Ergebnisse in diese Arbeit eingeflossen sind, zu geben, sowie den Beitrag der einzelnen Autoren zu diesen zu beschreiben. Große Teile der Ergebnisse der vorliegenden Dissertation wurden bereits in wissenschaftlichen Zeitschriften publiziert [10, 11]. Der Beitrag anderer Autoren zu diesen Publikationen wird im Folgenden beschrieben.

Die Ergebnisse zu den Einphasenströmungen und das Design der Brennkammer sind in [10] veröffentlicht. Hidemasa Kosaka war an den OH-PLIF Messungen beteiligt und hat deren Auswertung übernommen. Robert Knappstein trug maßgeblich dazu bei, dass das Design des Brenners und der Brennkammer eine strukturierte Vergitterung ermöglicht. Samim Doost führte eine Strömungssimulation des Brenners durch, woraus die tatsächliche Drallzahl des Brenners bestimmt werden konnte und verfasste den entsprechenden Abschnitt im Anhang der Veröffentlichung. Dr.-Ing Benjamin Böhm verfasste die Einleitung, Martin Habermehl die Erläuterungen im Anhang bezüglich der Brennerauslegung. Prof. Dr. habil Andreas Dreizler überarbeitete das gesamte Dokument während Prof. Dr. -Ing. Reinhold Kneer beim Korrekturlesen half.

Die Ergebnisse zu der nicht-reagierenden Zweiphasenströmung sind in [11] veröffentlicht. Das verwendete Zweiphasen-PIV-Messsystem wurde von Thomas von Langenthal in seiner Masterarbeit mit dem Titel „Zweiphasen-Strömungsfeld Messungen mittels Particle Image Velocimetry“ implementiert. Im Kontext dieser Arbeit wurden nicht nur viele wichtige Erfahrungen zur Zweiphasen-PIV mit unterschiedlichen Partikel- und Tracerkonfigurationen gesammelt, sondern auch der Algorithmus zur Phasentrennung implementiert. Für den Zeitschriftenartikel bestimmte Stefan Pielsticker die Partikelgrößenverteilung. Dr.-Ing Benjamin Böhm und Prof. Dr. habil Andreas Dreizler überarbeiteten den Artikel, während Prof. Dr. -Ing. Reinhold Kneer beim Korrekturlesen half.

Zu den Ergebnissen der Messungen in der reagierenden Zweiphasenströmung wurde bereits eine Veröffentlichung eingereicht. Die Bestimmung der Partikelgrößen übernahm Stefan Pielsticker. Die Festbrennstoffe und deren Analysen wurden vom WSA zur Verfügung gestellt.

Die Ergebnisse anderer Veröffentlichungen [19, 20, 29, 58, 59, 62, 63, 123], an denen der Autor mit unterschiedlich großem Beitrag beteiligt war, haben keinen maßgeblichen Einfluss auf die vorliegende Dissertation gehabt.



## 8 Literatur

1. Abiven C, Vlachos P P Super Spatio-Temporal Resolution, Digital PIV System for Multi-Phase Flows With Phase Differentiation and Simultaneous Shape and Size Quantification, S. 635–644.
2. Achenbach E (1974) Vortex shedding from spheres. J. Fluid Mech. 62: 209.
3. Aggarwal S K (2009) Extinction of laminar partially premixed flames. Progress in Energy and Combustion Science 35: 528–570.
4. Aizawa T, Kosaka H (2008) Investigation of early soot formation process in a diesel spray flame via excitation—emission matrix using a multi-wavelength laser source. International Journal of Engine Research 9: 79–97.
5. Bailey J G, Tate A, Diessel C, Wall T F (1990) A char morphology system with applications to coal combustion. Fuel 69: 225–239.
6. Balusamy S, Kamal M M, Lowe S M, Tian B, Gao Y, Hochgreb S (2015) Laser diagnostics of pulverized coal combustion in O<sub>2</sub>/N<sub>2</sub> and O<sub>2</sub>/CO<sub>2</sub> conditions. Velocity and scalar field measurements. Exp Fluids 56.
7. Balusamy S, Schmidt A, Hochgreb S (2013) Flow field measurements of pulverized coal combustion using optical diagnostic techniques. Exp Fluids 54.
8. Barros V R, Field C B (2015) Climate change 2014. To the fifth assessment report of the Intergovernmental Panel on Climate Change, 1. publ. Cambridge Univ. Pr, Cambridge [u.a.].
9. Bauer N, Mouratiadou I, Luderer G, Baumstark L, Brecha R J, Edenhofer O, Kriegler E (2016) Global fossil energy markets and climate change mitigation – an analysis with REMIND. Climatic Change 136: 69–82.
10. Becker L G, Kosaka H, Böhm B, Doost S, Knappstein R, Habermehl M, Kneer R, Janicka J, Dreizler A (2016) Experimental investigation of flame stabilization inside the swirl of an oxyfuel swirl burner. Fuel 201: 124–35.
11. Becker L G, Langenthal T von, Pielsticker S, Böhm B, Kneer R, Dreizler A (2019) Experimental investigation of particle-laden flows in an oxy-coal combustion chamber for non-reacting conditions. Fuel 235: 753–762.
12. Beiting E J (1986) Multiplex CARS temperature measurements in A coal-fired MHD environment. Appl. Opt. 25: 1684.



- 
13. Bejaoui S, Mercier X, Desgroux P, Therssen E (2014) Laser induced fluorescence spectroscopy of aromatic species produced in atmospheric sooting flames using UV and visible excitation wavelengths. *Combustion and Flame* 161: 2479–2491.
  14. Boot-Handford M E, Abanades J C, Anthony E J, Blunt M J, Brandani S, Mac Dowell N, Fernández J R, Ferrari M-C, Gross R, Hallett J P, Haszeldine R S, Heptonstall P, Lyngfelt A, Makuch Z, Mangano E, Porter R T J, Pourkashanian M, Rochelle G T, Shah N, Yao J G, Fennell P S (2014) Carbon capture and storage update. *Energy Environ. Sci.* 7: 130–189.
  15. Borrego A G, Marbán G, Alonso M J G, Álvarez D, Menéndez R (2000) Maceral Effects in the Determination of Proximate Volatiles in Coals. *Energy Fuels* 14: 117–126.
  16. Böswirth L, Bschorer S (2014) Technische Strömungslehre. Lehr- und Übungsbuch, 10. überarb. und erw. Aufl. Springer Vieweg, Wiesbaden.
  17. Bröder D, Sommerfeld M (2002) Experimental studies of coalescence in a turbulent bubbly flow by an imaging PIV/PTV system. 11th International Symposium Application of Laser Techniques to Fluid Mechanics Lisabon, Portugal.
  18. Burch T E, Conway R B, Chen W Y (1991) A practical pulverized coal feeder for bench-scale combustion requiring low feed rates. *Review of Scientific Instruments* 62: 480–483.
  19. Bürkle S, Becker L G, Agizza M A, Dreizler A, Ebert V, Wagner S (2017) In-situ measurement of residence time distributions in a turbulent oxy-fuel gas-flame combustor. *Exp Fluids* 58: 647.
  20. Bürkle S, Becker L G, Dreizler A, Wagner S (2018) Experimental investigation of the flue gas thermochemical composition of an oxy-fuel swirl burner. *Fuel* 231: 61–72.
  21. Calvin K, Clarke L, Krey V, Blanford G, Jiang K, Kainuma M, Kriegler E, Luderer G, Shukla P R (2012) The role of Asia in mitigating climate change. Results from the Asia modeling exercise. *Energy Economics* 34: S251–S260.
  22. Canny J (1986) A Computational Approach to Edge Detection. *IEEE Trans. Pattern Anal. Mach. Intell.* PAMI-8: 679–698.
  23. Chen L, Yong S Z, Ghoniem A F (2012) Oxy-fuel combustion of pulverized coal. Characterization, fundamentals, stabilization and CFD modeling. *Progress in Energy and Combustion Science* 38: 156–214.
  24. Cheng Y, Pothos S, Diez F J (2010) Phase discrimination method for simultaneous two-phase separation in time-resolved stereo PIV measurements. *Exp Fluids* 49: 1375–1391.
  25. Cook J, Nuccitelli D, Green S A, Richardson M, Winkler B, Painting R, Way R, Jacobs P, Skuce A (2013) Quantifying the consensus on anthropogenic global warming in the scientific literature. *Environ. Res. Lett.* 8: 24024.
  26. Delnoij E, Westerweel J, Deen N G, Kuipers J, van Swaaij W (1999) Ensemble correlation PIV applied to bubble plumes rising in a bubble column. *Chemical Engineering Science* 54: 5159–5171.

27. Demtröder W (2011) Laserspektroskopie 1. Springer Berlin Heidelberg, Berlin, Heidelberg.
28. Demtröder W (2013) Laserspektroskopie 2. Springer Berlin Heidelberg, Berlin, Heidelberg.
29. Doost A S, Ries F, Becker L G, Bürkle S, Wagner S, Ebert V, Dreizler A, Di Mare F, Sadiki A, Janicka J (2016) Residence time calculations for complex swirling flow in a combustion chamber using large-eddy simulations. *Chemical Engineering Science* 156: 97–114.
30. Elsinga G E, Scarano F, Wieneke B, van Oudheusden B W (2006) Tomographic particle image velocimetry. *Exp Fluids* 41: 933–947.
31. Fan L, McGrath D, Chong C T, Mohd Jaafar M N, Zhong H, Hochgreb S (2018) Laser-induced incandescence particle image velocimetry (LII-PIV) for two-phase flow velocity measurement. *Exp Fluids* 59: 1.
32. Fincham A, Delerce G (2000) Advanced optimization of correlation imaging velocimetry algorithms. *Experiments in Fluids* 29: S013-S022.
33. Foss J F (Hrsg.) (2016) Springer handbook of experimental fluid mechanics. Springer-Verlag Berlin and Heidelberg.
34. Gibbins-Matham J, Kandiyoti R (1988) Coal pyrolysis yields from fast and slow heating in a wire-mesh apparatus with a gas sweep. *Energy Fuels* 2: 505–511.
35. Granados D A, Basu P, Chejne F, Nhuchhen D R (2016) Detailed Investigation into Torrefaction of Wood in a Two-Stage Inclined Rotary Torrefier. *Energy Fuels* 31: 647–658.
36. Gui L, Lindken R, Merzkirch W (1997) Phase-separated piv measurements of the flow around systems of bubbles rising in water. *ASME Fluids Engineering Division Summer Meeting FEDSM'97: FEDSM97-3103*.
37. Gui L, Merzkirch W Phase-separation of piv measurements in two-phase flow by applying a digital mask technique. *European Research Community On Flow Turbulence And Combustion ERCOFTAC Bulletin* 30.
38. Gupta A K, Lilley D G, Syred N (1985) Swirl flows. Abacus, Tunbridge Wells.
39. Habermehl M, Hees J, Maßmeyer A, Zabrodiec D, Hatzfeld O, Kneer R (2016) Comparison of Flame Stability Under Air and Oxy-Fuel Conditions for an Aerodynamically Stabilized Pulverized Coal Swirl Flame. *J. Energy Resour. Technol* 138: 42209.
40. Hansen D A, Lee E K C (1975) Radiative and nonradiative transitions in the first excited singlet state of simple linear aldehydes. *The Journal of Chemical Physics* 63: 3272–3277.
41. Hanson R K, Seitzman J M, Paul P H (1990) Planar laser-fluorescence imaging of combustion gases. *Appl. Phys. B* 50: 441–454.
42. Hayashi J, Hashimoto N, Nakatsuka N, Tainaka K, Tsuji H, Tanno K, Watanabe H, Makino H, Akamatsu F (2018) Simultaneous imaging of Mie scattering, PAHs laser induced fluorescence and soot laser induced incandescence to a lab-scale turbulent jet pulverized coal flame. *Proceedings of the Combustion Institute*.

- 
43. Hayashi J, Hashimoto N, Nakatsuka N, Tsuji H, Watanabe H, Makino H, Akamatsu F (2013) Soot formation characteristics in a lab-scale turbulent pulverized coal flame with simultaneous planar measurements of laser induced incandescence of soot and Mie scattering of pulverized coal. *Proceedings of the Combustion Institute* 34: 2435–2443.
  44. Hees J, Zabrodiec D, Massmeyer A, Habermehl M, Kneer R (2016) Experimental Investigation and Comparison of Pulverized Coal Combustion in CO<sub>2</sub>/O<sub>2</sub>– and N<sub>2</sub>/O<sub>2</sub>–Atmospheres. *Flow Turbulence Combust* 96: 417–431.
  45. Hees J, Zabrodiec D, Massmeyer A, Pielsticker S, Gövert B, Habermehl M, Hatzfeld O, Kneer R (2016) Detailed analyzes of pulverized coal swirl flames in oxy-fuel atmospheres. *Combustion and Flame* 172: 289–301.
  46. Heil P, Toporov D, Stadler H, Tschunko S, Förster M, Kneer R (2009) Development of an oxycoal swirl burner operating at low O<sub>2</sub> concentrations. *Fuel* 88: 1269–1274.
  47. Hucho W-H (2012) *Aerodynamik der stumpfen Körper. Physikalische Grundlagen und Anwendungen in der Praxis*, 2. vollständig überarbeitete und erweiterte Auflage. Vieweg+Teubner Verlag, Wiesbaden.
  48. HUGHES, P. M. J. LACELLE R J, PARAMESWARAN T (1995) A Comparison of Suction Pyrometer and CARS Derived Temperatures in an Industrial Scale Flame. *Combustion Science and Technology* 105: 131–145.
  49. Hwang S m, Kurose R, Akamatsu F, Tsuji H, Makino H, Katsuki M (2005) Application of Optical Diagnostics Techniques to a Laboratory-Scale Turbulent Pulverized Coal Flame. *Energy Fuels* 19: 382–392.
  50. Hwang S m, Kurose R, Akamatsu F, Tsuji H, Makino H, Katsuki M (2006) Observation of Detailed Structure of Turbulent Pulverized-Coal Flame by Optical Measurement (Part 1, Time-Averaged Measurement of Behavior of Pulverized-Coal Particles and Flame Structure). *JSME Int. J. Ser. B* 49: 1316–1327.
  51. Hwang S m, Kurose R, Akamatsu F, Tsuji H, Makino H, Katsuki M (2006) Observation of Detailed Structure of Turbulent Pulverized-Coal Flame by Optical Measurement (Part 2, Instantaneous Two-Dimensional Measurement of Combustion Reaction Zone and Pulverized-Coal Particles). *JSME Int. J. Ser. B* 49: 1328–1335.
  52. Jakobsen M L, Easson W J, Greated C A, Glass D H (1996) Particle image velocimetry. Simultaneous two-phase flow measurements. *Meas. Sci. Technol.* 7: 1270–1280.
  53. Jing J, Li Z, Wang L, Chen L, Yang G (2011) Influence of secondary air mass flow rates on gas/particle flow characteristics near the swirl burner region. *Energy* 36: 3599–3605.
  54. Joos F (2007) *Technische Verbrennung. Verbrennungstechnik, Verbrennungsmodellierung, Emissionen*, 1. Aufl. Springer, Berlin.

55. Kanniche M, Gros-Bonnivard R, Jaud P, Valle-Marcos J, Amann J-M, Bouallou C (2010) Pre-combustion, post-combustion and oxy-combustion in thermal power plant for CO<sub>2</sub> capture. *Applied Thermal Engineering* 30: 53–62.
56. Khalitov D A, Longmire E K (2002) Simultaneous two-phase PIV by two-parameter phase discrimination. *Experiments in Fluids* 32: 252–268.
57. Kiger K T, Pan C (2000) PIV Technique for the Simultaneous Measurement of Dilute Two-Phase Flows. *J. Fluids Eng.* 122: 811.
58. Knappstein R, Kuenne G, Becker L G, Di Mare F, Sadiki A, Dreizler A, Janicka J (2018) Large Eddy Simulation of a Novel Gas-Assisted Coal Combustion Chamber. *Flow Turbulence Combust* 19: 382.
59. Knappstein R, Kuenne G, Ketelheun A, Köser J, Becker L, Heuer S, Schiemann M, Scherer V, Dreizler A, Sadiki A, Janicka J (2016) Devolatilization and volatiles reaction of individual coal particles in the context of FGM tabulated chemistry. *Combustion and Flame* 169: 72–84.
60. Kohse-Höinghaus K, Barlow R S, Aldén M, Wolfrum J (2005) Combustion at the focus. *Laser diagnostics and control. Proceedings of the Combustion Institute* 30: 89–123.
61. Kompenhans J, Raffel M, Wereley S T, Willert C E (2007) Particle image velocimetry. A practical guide ; with 42 tables, 2. ed. Springer, Berlin.
62. Köser J, Becker L G, Goßmann A-K, Böhm B, Dreizler A (2016) Investigation of ignition and volatile combustion of single coal particles within oxygen-enriched atmospheres using high-speed OH-PLIF. *Proceedings of the Combustion Institute*.
63. Köser J, Becker L G, Vorobiev N, Schiemann M, Scherer V, Böhm B, Dreizler A (2015) Characterization of single coal particle combustion within oxygen-enriched environments using high-speed OH-PLIF. *Appl. Phys. B* 121: 459–464.
64. Köser J, Li T, Vorobiev N, Dreizler A, Schiemann M, Böhm B (2018) Multi-parameter diagnostics for high-resolution in-situ measurements of single coal particle combustion. *Proceedings of the Combustion Institute*.
65. Kuang M, Li Z, Zhu Q, Zhang Y (2013) Performance assessment of staged-air declination in improving asymmetric gas/particle flow characteristics within a down-fired 600 MWe supercritical utility boiler. *Energy* 49: 423–433.
66. Kusserow U von (2018) Chaos, Turbulenzen und kosmische Selbstorganisationsprozesse. Springer Spektrum, Berlin, Germany.
67. Lawson N J, Wu J (1997) Three-dimensional particle image velocimetry. Experimental error analysis of a digital angular stereoscopic system. *Meas. Sci. Technol.* 8: 1455–1464.
68. Levendis Y A, Joshi K, Khatami R, Sarofim A F (2011) Combustion behavior in air of single particles from three different coal ranks and from sugarcane bagasse. *Combustion and Flame* 158: 452–465.

- 
69. Lewis E, Lau T, Sun Z, Nathan G, Alwahabi Z (2018) Gas-phase temperature measurements of particle-laden jets. 11th Australasian Heat and Mass Transfer Conference Juli.
  70. Lindken R, Gui L, Merzkirch W (1999) Velocity Measurements in Multiphase Flow by Means of Particle Image Velocimetry. *Chem. Eng. Technol.* 22: 202–206.
  71. Lückcrath R, Woyde M, Meier W, Stricker W, Schnell U, Magel H C, Görres J, Spliethoff H, Maier H (1995) Comparison of coherent anti-Stokes Raman-scattering thermometry with thermocouple measurements and model predictions in both natural-gas and coal-dust flames. *Applied optics* 34: 3303–3312.
  72. Merzkirch W, Gui L, Hilgers S, Lindken R, Wagner T Piv in multiphase flow. *Proceedings of The Second International Workshop on PIV'97-Fukui*, July 8–11, Japan.
  73. Metz B, Davidson O R, Coninck H de, Loos M, Meyer L (Hrsg.) (2005) IPCC special report on carbon dioxide capture and storage. Published for the Intergovernmental Panel on Climate Change, Cambridge University Press; Canadian Electronic Library, Cambridge [England], New York, NY, Beaconsfield, Quebec.
  74. Molina A, Shaddix C R (2007) Ignition and devolatilization of pulverized bituminous coal particles during oxygen/carbon dioxide coal combustion. *Proceedings of the Combustion Institute* 31: 1905–1912.
  75. Moon C, Sung Y, Ahn S, Kim T, Choi G, Kim D (2013) Effect of blending ratio on combustion performance in blends of biomass and coals of different ranks. *Experimental Thermal and Fluid Science* 47: 232–240.
  76. Moon C, Sung Y, Ahn S, Kim T, Choi G, Kim D (2013) Thermochemical and combustion behaviors of coals of different ranks and their blends for pulverized-coal combustion. *Applied Thermal Engineering* 54: 111–119.
  77. Morrison F A (2013) *An introduction to fluid mechanics*. Cambridge University Press, Cambridge.
  78. Murphy J J, Shaddix C R (2006) Combustion kinetics of coal chars in oxygen-enriched environments. *Combustion and Flame* 144: 710–729.
  79. Muste M, Yu K, Fujita I, Ettema R (2009) Two-phase flow insights into open-channel flows with suspended particles of different densities. *Environ Fluid Mech* 9: 161–186.
  80. NAZEER W A, PICKETT L M, Tree D R (1999) In-Situ Species, Temperature and Velocity Measurements in a Pulverized Coal Flame. *Combustion Science and Technology* 143: 63–77.
  81. Nemitallah M A, Habib M A, Badr H M, Said S A, Jamal A, Ben-Mansour R, Mokheimer E M A, Mezghani K (2017) Oxy-fuel combustion technology. Current status, applications, and trends. *Int. J. Energy Res.* 41: 1670–1708.
  82. Palero V, Arroyo P (1998) Development of particle image velocimetry for multiphase flow diagnostics. *J Vis* 1: 171–181.

83. Pang M, Wei J (2013) Experimental investigation on the turbulence channel flow laden with small bubbles by PIV. *Chemical Engineering Science* 94: 302–315.
84. Peters N, Ablowitz M J, Davis S H, Hinch E J, Iserles A, Ockendon J, Olver P J (2000) *Turbulent Combustion*. Cambridge University Press, New York.
85. PICKETT L M, JACKSON R E, Tree D R (1999) LDA Measurements in a Pulverized Coal Flame at Three Swirl Ratios. *Combustion Science and Technology* 143: 79–107.
86. Pielsticker S, Heuer S, Senneca O, Cerciello F, Salatino P, Cortese L, Gövert B, Hatzfeld O, Schiemann M, Scherer V, Kneer R (2017) Comparison of pyrolysis test rigs for oxy-fuel conditions. *Fuel Processing Technology* 156: 461–472.
87. Poelma C, Westerweel J, Ooms G (2006) Turbulence statistics from optical whole-field measurements in particle-laden turbulence. *Exp Fluids* 40: 347–363.
88. Poinso T, Veynante D (2005) *Theoretical and numerical combustion*, 2nd ed. Edwards, Philadelphia.
89. Pope S B (2015) *Turbulent flows*, 1. publ. 12. print. Cambridge Univ. Pr, Cambridge.
90. Riahi K, Dentener F, Gielen D, Grubler A, Jewell J, Klimont Z, Krey V, McCollum D, Pachauri S, Rao S, van Ruijven B, van Vuuren D P, Wilson C (2012) Chapter 17 - Energy Pathways for Sustainable Development. In: *Global Energy Assessment - Toward a Sustainable Future*, Cambridge University Press, Cambridge, UK and New York, NY, USA and the International Institute for Applied Systems Analysis, Laxenburg, Austria, S. 1203–1306.
91. Richardson L F (2007) *Weather prediction by numerical process*, 2nd ed. Cambridge University Press, Cambridge.
92. Ronneberger O, Raffel M, Kompenhans J (1998) Advanced Evaluation Algorithms for Standard and Dual Plane Particle Image Velocimetry. *Proc. 9th International Symposium on Applications of Laser Techniques to Fluid Mechanics*.
93. Sakakibara J, Wicker R B, Eaton J K (1996) Measurements of the particle-fluid velocity correlation and the extra dissipation in a round jet. *International Journal of Multiphase Flow* 22: 863–881.
94. Sakamoto H, Haniu H (1990) A Study on Vortex Shedding From Spheres in a Uniform Flow. *J. Fluids Eng.* 112: 386.
95. Schiemann M, Geier M, Shaddix C R, Vorobiev N, Scherer V (2014) Determination of char combustion kinetics parameters: comparison of point detector and imaging-based particle-sizing pyrometry. *The Review of scientific instruments* 85: 75114.
96. Schiemann M, Scherer V, Wirtz S (2009) Optical Coal Particle Temperature Measurement under Oxy-Fuel Conditions. *Measurement Methodology and Initial Results. Chem. Eng. Technol.* 32: 2000–2004.

- 
97. Schiemann M, Vorobiev N, Scherer V (2015) Stereoscopic pyrometer for char combustion characterization. *Appl. Opt.* 54: 1097.
  98. Schlichting H, Gersten K, Krause E, Oertel H, Mayes K (2017) *Boundary-layer theory*, 9. ed. Springer, Berlin.
  99. Schröder A (2008) *Particle image velocimetry. New developments and recent applications ; with 24 tables.* Springer, Berlin [u.a.].
  100. Schulz C, Sick V (2005) Tracer-LIF diagnostics. Quantitative measurement of fuel concentration, temperature and fuel/air ratio in practical combustion systems. *Progress in Energy and Combustion Science* 31: 75–121.
  101. Seol D-G, Socolofsky S A (2008) Vector post-processing algorithm for phase discrimination of two-phase PIV. *Exp Fluids* 45: 223–239.
  102. Shaddix C R, Molina A (2009) Particle imaging of ignition and devolatilization of pulverized coal during oxy-fuel combustion. *Proceedings of the Combustion Institute* 32: 2091–2098.
  103. Shi B, Wei J, Pang M (2015) A modified cross-correlation algorithm for PIV image processing of particle-fluid two-phase flow. *Flow Measurement and Instrumentation* 45: 105–117.
  104. Shi B, Wei J j, Zhang Y (2015) Phase discrimination and a high accuracy algorithm for PIV image processing of particle–fluid two-phase flow inside high-speed rotating centrifugal slurry pump. *Flow Measurement and Instrumentation* 45: 93–104.
  105. Solomon P R, Serio M A, Suuberg E M (1992) Coal pyrolysis. Experiments, kinetic rates and mechanisms. *Progress in Energy and Combustion Science* 18: 133–220.
  106. Spliethoff H (2010) *Power generation from solid fuels.* Springer, Heidelberg, New York.
  107. Spurk J H, Aksel N (2007) *Strömungslehre. Einführung in die Theorie der Strömungen*, 7. Aufl. Springer, Berlin [u.a.].
  108. Stocker T, Alexander L, Allen M (Hrsg.) (2013) *Climate change 2013. The physical science basis : final draft underlying scientific-technical assessment : Working Group I contribution to the IPCC fifth assessment report.* WMO, IPCC Secretariat, Geneva.
  109. Sung Y, Choi G (2016) Non-intrusive optical diagnostics of co- and counter-swirling flames in a dual swirl pulverized coal combustion burner. *Fuel* 174: 76–88.
  110. Sung Y m, Moon C e, Kim J r, Kim S c, Kim T h, Seo S i, Choi G m, Kim D j (2011) Influence of pulverized coal properties on heat release region in turbulent jet pulverized coal flames. *Experimental Thermal and Fluid Science* 35: 694–699.
  111. Swindal J, Dragonetti D, Hahn R, Furman, P. Acker, W. (1995) In-Cylinder Charge Homogeneity During Cold-Start Studied with Fluorescent Tracers Simulating Different Fuel Distillation Temperatures. *SAE Transactions* 104: 274–282.

112. Taneda S (1956) Experimental Investigation of the Wake behind a Sphere at Low Reynolds Numbers. *J. Phys. Soc. Jpn.* 11: 1104–1108.
113. Toporov D, Bocian P, Heil P, Kellermann A, Stadler H, Tschunko S, Förster M, Kneer R (2008) Detailed investigation of a pulverized fuel swirl flame in CO<sub>2</sub>/O<sub>2</sub> atmosphere. *Combustion and Flame* 155: 605–618.
114. Tóth B, Anthoine J, Riethmuller M L (2009) Two-phase PIV method using two excitation and two emission spectra. *Exp Fluids* 47: 475–487.
115. Towers D P, Towers C E, Buckberry C H, Reeves M (1999) A colour PIV system employing fluorescent particles for two-phase flow measurements. *Meas. Sci. Technol.* 10: 824–830.
116. Tree D R, Black D L, Rigby J R, McQuay M Q, Webb B W (1998) Experimental measurements in the BYU controlled profile reactor. *Progress in Energy and Combustion Science* 24: 355–383.
117. Vorobiev N, Geier M, Schiemann M, Scherer V (2016) Experimentation for char combustion kinetics measurements. Bias from char preparation. *Fuel Processing Technology* 151: 155–165.
118. Warnatz J, Maas U, Dibble R W (2006) *Combustion. Physical and chemical fundamentals, modeling and simulation, experiments, pollutant formation ; with ... 22 tab, 4. ed.* Springer, Berlin, Heidelberg.
119. Westerweel J (1993) *Digital particle image velocimetry. Theory and application.* Delft University Press, Delft.
120. Wieneke B (2005) Stereo-PIV using self-calibration on particle images. *Exp Fluids* 39: 267–280.
121. (2017) *World Energy Outlook 2017.* [OECD/IEA]; ProQuest, [Paris], [Ann Arbor, Michigan].
122. Yu J, Lucas J A, Wall T F (2007) Formation of the structure of chars during devolatilization of pulverized coal and its thermoproperties. A review. *Progress in Energy and Combustion Science* 33: 135–170.
123. Zabrodiec D, Becker L, Hees J, Maßmeyer A, Habermehl M, Hatzfeld O, Dreizler A, Kneer R (2017) Detailed Analysis of the Velocity Fields from 60 kW Swirl-Stabilized Coal Flames in CO<sub>2</sub>/O<sub>2</sub> - and N<sub>2</sub>/O<sub>2</sub> -Atmospheres by Means of Laser Doppler Velocimetry and Particle Image Velocimetry. *Combustion Science and Technology* 189: 1751–1775.
124. Zabrodiec D, Hees J, Massmeyer A, Vom Lehn F, Habermehl M, Hatzfeld O, Kneer R (2017) Experimental investigation of pulverized coal flames in CO<sub>2</sub>/O<sub>2</sub> - and N<sub>2</sub>/O<sub>2</sub> - atmospheres. Comparison of solid particle radiative characteristics. *Fuel* 201: 136–147.
125. Zhang W, Wang Y, Lee S J (2008) Simultaneous PIV and PTV measurements of wind and sand particle velocities. *Exp Fluids* 45: 241–256.